

**Der Einfluß periodisch instationärer  
Zuströmung auf das Transitionsverhalten  
von Verdichtergittern**

DISTRIBUTION STATEMENT A:  
Approved for Public Release -  
Distribution Unlimited

Reinhold Teusch

# REPORT DOCUMENTATION PAGE

Form Approved OMB No. 0704-0188

Public reporting burden for this collection of information is estimated to average 1 hour per response, including the time for reviewing instructions, searching existing data sources, gathering and maintaining the data needed, and completing and reviewing the collection of information. Send comments regarding this burden estimate or any other aspect of this collection of information, including suggestions for reducing this burden to Washington Headquarters Services, Directorate for Information Operations and Reports, 1215 Jefferson Davis Highway, Suite 1204, Arlington, VA 22202-4302, and to the Office of Management and Budget, Paperwork Reduction Project (0704-0188), Washington, DC 20503.

1. AGENCY USE ONLY (Leave blank)		2. REPORT DATE  2001	3. REPORT TYPE AND DATES COVERED  Dissertation	
4. TITLE AND SUBTITLE  Der Einfluss periodisch instationaerer Zustroemung auf das Transitionsverhalten von Verdichtergittern  The Influence of Periodically Non-Stationary Afflux on Transition Behavior of Compressor Grids			5. FUNDING NUMBERS	
6. AUTHOR(S)  Reinhold Teusch				
7. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES)			8. PERFORMING ORGANIZATION Report Number REPORT NUMBER	
9. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES)			10. SPONSORING/MONITORING AGENCY REPORT NUMBER	
11. SUPPLEMENTARY NOTES  Text in German. Title and abstract in German and English, 175 pages.				
12a. DISTRIBUTION/AVAILABILITY STATEMENT  Distribution A: Public Release.			12b. DISTRIBUTION CODE	
<p>ABSTRACT (Maximum 200 words)</p> <p>The primary goal of this study is to obtain a deeper look into the physical occurrences within the shovel border layer. The author accomplishes this effort through a detailed examination of non-stationary flow behavior of compressor shovels with Controlled Diffusion Airfoil (CDA)-profiling under the influence of after-running depressions of current salient shovel rows. In addition to the checking of the precision of stationary and non-stationary calculatory processes, criteria are defined for the layout of modern compression shovels under the rubric of rotor/stator interaction. An overview of the literature is then given regarding both the basic principles of non-stationary transition behavior under the influence of after-running depressions as well as the most up-to-date scholarship on the problematics of the field discussed.</p>				
14. SUBJECT TERMS  German, UNIBW, After-running depressions, Non-stationary flow behavior, Controlled diffusion airfoil (CDA)-profiling, Compression shovels			15. NUMBER OF PAGES	
			16. PRICE CODE	
17. SECURITY CLASSIFICATION OF REPORT  UNCLASSIFIED	18. SECURITY CLASSIFICATION OF THIS PAGE  UNCLASSIFIED	19. SECURITY CLASSIFICATION OF ABSTRACT  UNCLASSIFIED	20. LIMITATION OF ABSTRACT  UNLIMITED	

**Der Einfluß periodisch instationärer Zuströmung  
auf das Transitionsverhalten von Verdichtergittern**

von der  
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik  
der Universität der Bundeswehr München

zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Reinhold Teusch

1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Leonhard Fottner  
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Kurt Fiedler

Tag der Einreichung: 31.10.2000  
Tag der Annahme: 16.01.2001  
Tag der Promotion: 26.01.2001

20021122 145

AQ F03-02-0409

---

Copies Furnished to DTIC  
Reproduced From  
Bound Originals

**Reproduced From  
Best Available Copy**



## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München.

Mein ganz besonderer Dank gilt dem Institutsleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. Leonhard Fottner, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und durch sein stetes Interesse und seine Unterstützung im Verlauf der Bearbeitung maßgeblich zu deren Gelingen beitrug. Herrn Prof. Dr.-Ing. Kurt Fiedler von der Universität der Bundeswehr Hamburg danke ich für die Übernahme des Korreferats und die sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit. Herrn Dr.-Ing. Marius Swoboda von Rolls-Royce Deutschland möchte ich herzlich für die gute Projekt-Zusammenarbeit und stete Diskussionsbereitschaft danken.

Meinen Kollegen am Institut für Strahlantriebe möchte ich einen besonders herzlichen Dank für die freundschaftliche Atmosphäre und die fruchtbaren fachlichen und nicht-fachlichen Gespräche aussprechen, die viel zum Gelingen der Arbeit beitrugen.

Mein Dank gilt gleichfalls dem technischen Personal für die gute Zusammenarbeit und die Unterstützung bei der Durchführung der konstruktiven und experimentellen Arbeiten.

Der AG TURBO, dem Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) und Rolls-Royce Deutschland danke ich für die Förderung des Forschungsvorhabens, dessen Bearbeitung zur Erstellung dieser Arbeit führte.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meiner Familie für ihr Verständnis und den steten Rückhalt während dieser fünfjährigen wissenschaftlichen Tätigkeit.

München, im Januar 2001

Reinhold Teusch

## **Der Einfluß periodisch instationärer Zuströmung auf das Transitionsverhalten von Verdichtergittern**

### **Übersicht:**

Die Qualität einer Turbomaschine wird hauptsächlich durch die aerodynamische Güte und die Leistungscharakteristik ihrer Beschaukelung bestimmt. Bisherige Auslegungsverfahren verwenden üblicherweise stationäre Strömungstheorie und berücksichtigen instationäre Strömungseffekte wie Schaufelreihen-Interaktion, Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung, Einfluß des Potentialfeldes und Sekundärströmungseffekte nur partiell über empirische Korrelationen. Im Hinblick auf die immer mehr kostenorientierte Entwicklung wird zur Zeit intensiv daran gearbeitet, die einzelnen Schaufeln unter Berücksichtigung der oben genannten Effekte zu optimieren und sie bei gleichem Leistungsverhalten und gleicher Zuverlässigkeit höher zu belasten. Somit erreicht man durch die geringere Anzahl eingesetzter Schaufeln über die damit einhergehende Gewichtsreduzierung sowie den niedrigeren Fertigungs- und Wartungsaufwand eine globale Kostenreduzierung.

Das Resultat einer diese Effekte berücksichtigenden Optimierung ist ein äußerst komplexes, hochgradig dreidimensionales und instationäres Strömungsfeld, dessen Untersuchung hohe Anforderungen an die Meßtechnik stellt und eine intensive Nutzung anspruchsvoller numerischer Verfahren erfordert.

Primäres Ziel dieser Arbeit ist es, durch eine detaillierte Untersuchung des instationären Strömungsverhaltens von Verdichterschaufeln mit CDA-Profilierung unter dem Einfluß von Nachlaufdellen stromaufliegender Schaufelreihen einen tieferen Einblick in die physikalischen Vorgänge innerhalb der Schaufelgrenzschicht zu erhalten. Neben der Überprüfung der Genauigkeit stationärer und instationärer Rechenverfahren sollen Kriterien zur Auslegung von modernen Verdichterschaufeln unter dem Aspekt der Rotor/Stator-Interaktion definiert werden.

Zunächst wird eine Literaturübersicht zu den Grundlagen des instationären Transitionsverhaltens unter dem Einfluß von Nachlaufdellen sowie zum aktuellen Kenntnisstand zur Problematik des beruhigten Bereichs gegeben.

Zur großskaligen Modell-Untersuchung des Einflusses von Rotor-Nachlaufdellen auf stromabliegende Statorschaufeln unter turbomaschinenähnlichen Bedingungen im Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal werden die von einem Rotor abgehenden Nachlaufdellen aufgrund ihrer strukturellen Ähnlichkeit durch Nachlaufdellen von Zylinderstäben simuliert. Zu diesem Zweck wurde ein Erzeuger instationärer Zuströmbedingungen entwickelt und konstruiert, mit dessen Hilfe Zylinderstäbe stromauf der beiden untersuchten, für den Mittelschnitt zweier Hochdruckverdichter-Statoren repräsentativen Verdichtergitter bewegt werden können.

Dabei wurde mit Hilfe der neu aufgebauten simultanen Dünnschichtmeßtechnik die zeitliche Grenzschichtentwicklung auf der saugseitigen Schaufeloberfläche dokumentiert. Neben dieser Simultanmeßtechnik wurden zur Analyse des instationären Strömungsverhaltens im Mittelschnitt, insbesondere auf der Saugseite mit ihrem kritischen Verzögerungsbereich, weitere komplexe Untersuchungen wie stationäre und instationäre Druckverteilungsmessungen, Nachlauftraversierungen (mit Fünflochsonde und mit 1D-Heißfilmen) sowie Grenzschichttraversierungen mit einer 1D-Hitzdrahtsonde durchgeführt und somit eine breite experimentelle Datenbasis geschaffen.

Durch Variation der Zuströmgrößen Mach- und -Reynoldszahl sowie der reduzierten Frequenz über die Parameter Stabteilung und Stabgeschwindigkeit wurde deren Einfluß auf das Strömungsverhalten untersucht, wobei sich Reynoldszahl und reduzierte Frequenz als ausschlaggebende Größen erwiesen. Besonderes Augenmerk ist auf das Verhalten der saugseitigen laminaren Ablöseblase unter dem Einfluß der Nachlaufdellen und auf den grenzschichtstabilisierenden Effekt der entstehenden beruhigten Bereiche gerichtet worden. Weiterhin wurde das Verlustverhalten unter dem Einfluß der multimodalen Transition bei periodisch instationärer Zuströmung mit dem der stationär angeströmten, isoliert betrachteten Schaufel verglichen. Für die untersuchte Konfiguration wurden bei niedriger Zuström-Reynoldszahl eine bis zu 20%-ige Verlustreduzierung und bei hoher Reynoldszahl ein bis zu 30%-iger Verlustanstieg gegenüber dem stationären Fall verzeichnet. Die im Hinterkantenbereich gemessenen integralen Grenzschichtgrößen erlaubten eine genauere Quantifizierung des instationären Grenzschichtverhaltens.

Die Nachrechnung einzelner Meßpunkte aus der gebildeten experimentellen Datenbasis mit Hilfe stationärer und instationärer Rechenverfahren gibt Hinweise darüber, wie detailliert die Grenzschichtentwicklung für den Auslegungsprozeß modelliert werden muß und welche Vereinfachungen des realen Strömungsfeldes eingeführt werden können, ohne das berechnete Strömungsverhalten zu verfälschen.

Die Berücksichtigung des Einflusses der stromauf generierten Nachlaufdellen in neuen Optimierungsstrategien erlaubt eine Neudefinition der aktuellen Grenzbereiche bezüglich Verzögerungsniveau, Position der Saugspitze und Vermeidung von Strömungsablösung.

Ein unter dem Aspekt der Rotor/Stator-Interaktion optimiertes Profil kann unter Inkaufnahme einer ausgeprägten saugseitigen laminaren Ablöseblase höher belastet werden.

Obwohl ein solches Profil im stationären Fall deutlich höhere Verluste produzieren wird als ein für stationäre Strömung optimiertes, wird dessen instationäres Verlustverhalten aufgrund der zeitweisen Unterdrückung der Ablöseblase und des Beruhigungseffekts sowie der durch die höhere erzielte Schaufelbelastung reduzierten Schaufelanzahl für die Verdichterstufe insgesamt besser sein.

## Inhaltsverzeichnis

### Bezeichnungen

<b>1. Einleitung und Problemstellung</b>	<b>1</b>
<b>2. Charakteristika der Profilgrenzschicht</b>	<b>5</b>
2.1 Transitionsprozeß	5
2.1.1 Transition bei stationärer Zuströmung	6
2.1.2 Turbulenzflecke und beruhigter Bereich	7
2.1.3 Transition bei instationärer Zuströmung	11
2.2 Auswirkungen der multimodalen Transition auf das Strömungsverhalten von Verdichterbeschaufelungen	17
<b>3. Versuchsaufbau</b>	<b>20</b>
3.1 Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal	20
3.2 Aufbau und Instrumentierung der Meßstrecke	21
3.3 Erzeuger instationärer Zuströmbedingungen	22
3.4 Untersuchte Verdichtergitter mit Instrumentierung	24
<b>4. Meßtechniken und Auswerteverfahren</b>	<b>27</b>
4.1 Nachlauf- und Profildruckverteilungsmessungen	27
4.2 Strömungsfeldtraversierungen im Gitternachlauf	28
4.3 Instationäre Druckmeßtechnik	29
4.4 Dünnfilmmesstechnik	30
4.5 Hitzdrahtmeßtechnik	32
4.6 Öl-Anstrichbilder	33
4.7 Auswerteverfahren bei instationärer Zuströmung	34
<b>5. Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>36</b>
5.1 Meßprogramm	36
5.2 Zuströmung	37
5.3 Nachlauf- und Profildruckverteilungsmessungen	39
5.3.1 Nachlaufmessungen	39
5.3.2 Zeitgemittelte Profildruckverteilungen	41
5.3.3 Instationäre Profildruckverteilungen	42
5.4 Dünnfilmmessungen	43
5.4.1 Transitionsverhalten bei homogener Zuströmung	44
5.4.2 Transitionsverhalten bei periodisch instationärer Zuströmung	45

---

5.4.2.1 Phasengemittelte Ergebnisse	45
5.4.2.2 Auswertung der Rohspannungen	49
5.4.3 Einfluß der reduzierten Frequenz über die Parameter Stabteilung und Stabgeschwindigkeit	52
5.4.4 Einfluß der Zuströmgrößen Mach- und Reynoldszahl	54
5.5 Hitzdrahtmessungen	55
5.5.1 Stabnachläufe	55
5.5.2 Grenzschichttraversierungen	57
5.6 Zusammenfassung der experimentellen Untersuchungen	58
<b>6. Numerische Untersuchungen</b>	<b>62</b>
6.1 Verwendete Rechenverfahren	62
6.1.1 MISES	62
6.1.2 FLUENT	64
6.1.3 TRACE-U	65
6.2 Quasi-stationäre Rechnungen mit MISES	67
6.3 Instationäre Rechnungen	70
6.3.1 FLUENT	70
6.3.2 TRACE-U	71
6.4 Zusammenfassung der numerischen Untersuchungen	75
<b>7. Auslegungshinweise und Empfehlungen für weitere Untersuchungen</b>	<b>77</b>
<b>8. Zusammenfassung</b>	<b>82</b>
<b>9. Literatur</b>	<b>85</b>
<b>10. Tabellen und Abbildungen</b>	<b>97</b>

**Bezeichnungen**

## a) Größen:

A	[m <sup>2</sup> ]	Fläche
A, B	[-]	Kalibrierkonstanten
C	[m/s]	Absolutgeschwindigkeit
c <sub>D</sub>	[-]	Widerstandsbeiwert
c <sub>f</sub>	[-]	Reibungsbeiwert
c <sub>p</sub>	[-]	Druckbeiwert
d	[m]	Stabdurchmesser
E	[V]	Spannung
f	[Hz]	Frequenz
$\hat{f}=(u_{BAR} \cdot l)/(t_{BAR} \cdot c_{ax})$	[-]	reduzierte Frequenz
G	[-]	Kalibrierkonstante
H	[m]	Höhe des Strömungsquerschnitts
H <sub>12</sub>	[-]	Formfaktor
h	[m]	Schaufelhöhe
l	[m]	Profilsehnenlänge
Ma	[-]	Machzahl
N	[-]	Anzahl der aufgenommenen Meßblöcke
n <sub>crit</sub>	[-]	kritischer Verstärkungsfaktor
p	[Pa]	Druck
p <sub>t</sub>	[Pa]	Totaldruck
Q	[W]	Wärmestrom
q	[Pa]	Staudruck
R	[Ω]	elektrischer Widerstand
Re	[-]	Reynoldszahl
Sr	[-]	Strouhalzahl
T	[s]	Periode
T	[K]	Temperatur
t	[s]	Zeit
t	[m]	Teilung
Tu	[-]	Turbulenzgrad
U	[m/s]	Umlaufgeschwindigkeit
u	[m/s]	lokale Geschwindigkeit
u <sub>∞</sub>	[m/s]	Geschwindigkeit der Freiströmung (am Grenzschichtrand)
W	[m/s]	Relativgeschwindigkeit
x, u, z	[m]	Axial-, Umfangs- und Radialkoordinate

$y$	[m]	Koordinate in Profilnormalenrichtung
$\alpha$	[1/K]	Wärmeübergangskoeffizient
$\alpha$	[°]	Strömungswinkel in Schaufelhöhenrichtung
$\beta$	[°]	Strömungswinkel in Umfangsrichtung
$\beta_s$	[°]	Staffelungswinkel
$\Gamma_s$	[1/s]	örtliche Wirbelstärke
$\gamma$	[-]	Intermittenzfaktor
$\delta$	[m]	Grenzschichtdicke
$\delta_1$	[m]	Verdrängungsdicke
$\delta_2, \theta$	[m]	Impulsverlustdicke
$\Delta$	[-]	Änderung
$\phi$	[-]	Durchflußzahl
$\kappa$	[-]	Isentropenexponent, turbulente kinetische Energie
$\mu_3$	[-]	Schiefe
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematische Viskosität
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\xi, \eta, \zeta$	[m]	Ortskoordinaten im Rechenraum
$\tau_w$	[N/m <sup>2</sup> ]	Schubspannung
$\Omega$	[-]	axiales Stromdichteverhältnis
$\omega$	[-]	Totaldruckverlustbeiwert
$\varnothing$	[m]	Durchmesser

## b) Indices und Hochzeichen:

ax	axial
BAR	bezogen auf den Stab
DELLE	bezogen auf die Nachlaufdelle
e	am Grenzschichtrand
geo	geometrisch
is	isentrop
K	HGK-Druckkammer
nt	natural transition
s	Sensor
t	total
u	lokaler Wert in der Nachlaufebene
Umg	Umgebung
Vk	Düsenvorkammer des HGK
wt	wake induced transition
x	örtlich am Profil

0	ruhende Strömung oder Umgebungstemperatur
0s-4s	Fünflochsondendrucke
1,2	Gitterzu- bzw. -abströmung
$\infty$	Außenströmung
~	periodisch
'	stochastisch

## c) Abkürzungen:

AP	Ablösepunkt
CDA	Controlled Diffusion Airfoil
CFD	Computational Fluid Dynamics
CTA	Constant Temperature Anemometry
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direct Navier-Stokes Simulation
DOC	Direct Operating Costs
DS	Druckseite
EIZ	Erzeuger instationärer Zuströmbedingungen
FFT	Fast Fourier Transformation
FLS	Fünflochsonde
HGK	Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal
HK	Hinterkante
IATA	International Air Transport Association
ISA	Institut für Strahlantriebe
LES	Large Eddy Simulation
MS	Mittelschnitt
NLK	Nachlauf-Kammsonde
Q3d	Faktor zum Einstellen der Strömungskontraktion bei der quasi-3D-Rechnung mit TRACE-U
RMS	Root Mean Square (mittlere quadratische Abweichung)
RRD	Rolls-Royce Deutschland
RSM	Reynolds Stress Model
SCHIEFE	Schiefe
SFC	Specific Fuel Consumption
SL	Ablöselinie
SS	Saugseite
SVO	Streamwise Vorticity
SW	Seitenwand
TA	Transitionsanfang
TE	Transitionsende



TP	Transitionspunkt
VK	Vorderkante
WP	Wiederanlegepunkt
1D	eindimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional

## 1. Einleitung und Problemstellung

Das mit dem weltweiten Bevölkerungszuwachs einhergehende kontinuierliche Wirtschaftswachstum beansprucht einen immer höheren globalen Energiebedarf. Die effiziente und umweltverträgliche Bereitstellung und Sicherung der Energieversorgung durch moderne Kraftwerkstechnik stellt Industrie und Wissenschaft vor eine große Herausforderung. Aufgrund ihres erheblichen Entwicklungspotentials rückt dabei die Gasturbine in der modernen, umwelt- und ressourcenschonenden Kraftwerksentwicklung immer weiter in den Vordergrund.

Während sich die stationäre Gasturbine im Energiesektor etabliert, dominiert die Fluggasturbine bereits seit Jahren den Luftverkehr, wobei der jährlich ansteigende weltweite Transportbedarf - die Branchenvereinigung *IATA* (1999) erwartet im Zeitraum 1998-2002 jährlich 5.5% mehr Passagiere und 5.3% mehr Fracht - bei immer restriktiverer Gesetzgebung hinsichtlich der Schadstoff- und Lärmemission nur durch moderne Technologien bewältigt werden kann. Im Laufe der über 60-jährigen Geschichte der Fluggasturbine reifte diese durch kontinuierliche Entwicklungsarbeit zu einem komplexen Antriebssystem mit hoher Zuverlässigkeit und einem sehr niedrigen Brennstoffverbrauch pro Passagierkilometer heran. Die über 50%-ige Reduzierung des Treibstoffverbrauchs im Laufe der Zeit erfolgte dabei hauptsächlich durch die Verbesserung des Komponenten-Wirkungsgrades sowie des thermischen Wirkungsgrades durch Erhöhung von Verdichterdruckverhältnis und Turbineneintrittstemperatur und damit einhergehend mit verbesserten Materialien, Fertigungsverfahren und Schaufel-Kühlungskonzepten.

Der Entwicklungstrend im Flugzeugbau geht zur Zeit in Richtung einer globalen Kostenreduzierung, die Entwicklungs- und Produktionskosten, direkte Betriebskosten (DOC) sowie Verfügbarkeitskosten einbezieht, ohne dabei Leistungsverhalten und Zuverlässigkeit zu vernachlässigen. Für den Triebwerksbereich bedeutet dies kürzere Entwicklungszeiten und -kosten, d.h. eine extensive Nutzung numerischer Verfahren bei gleichzeitiger Reduzierung des Versuchsbetriebs. Um veränderten Anforderungen schneller gerecht werden zu können werden Triebwerksfamilien und Baukasten-Konzepte aufgebaut (Steffens *et al.* 1999), wobei im Auslegungsprozeß immer mehr Gewicht auf interdisziplinäre Zusammenarbeit<sup>1</sup> gelegt wird (Kau 1998).

Die mit dem Flugantrieb zusammenhängenden direkten Betriebskosten machen rund 35% der gesamten DOC einer Fluggesellschaft aus, wobei 44% der Triebwerkskosten durch den Brennstoffverbrauch verursacht werden (Wisler 1998). Also ist die Reduzierung des spezifischen Brennstoffverbrauchs (SFC) weiterhin ein primäres Entwicklungsziel. Eine 1%-ige Reduzierung der DOC kann laut Wisler 1998 entweder durch eine 3.7%-ige SFC-Reduzierung, eine 17%-ige Gewichtsreduzierung des Triebwerks, eine 7.3%-ige Preisreduzierung, eine

<sup>1</sup> concurrent engineering

5.6%-ige Erhöhung des Hochdruckverdichter-Wirkungsgrades oder eine 18%-ige Reduzierung der Wartungskosten erreicht werden.

Eine aerodynamische Optimierung der Verdichterkomponente mit niedrigeren Verlusten, höheren Zuström-Machzahlen und höherer aerodynamischer Schaufelbelastung wird aufgrund des bereits hohen technischen Niveaus nur noch geringe Wirkungsgradverbesserungen erbringen, sich in der Kostenreduzierung aber über die kompaktere Bauweise mit weniger Schaufeln und Schaufelreihen bemerkbar machen. Man versucht dadurch eine deutliche Reduzierung der direkten Betriebskosten aufgrund des geringeren Gewichts (gleichzeitig geringere SFC) und der niedrigeren Fertigungs- und Wartungskosten (durch Reduzierung der Verdichterkomplexität<sup>2</sup>) bei gleichzeitig höherer Zuverlässigkeit zu erreichen, ohne dabei an Triebwerksleistung einzubüßen.

Diese moderne Verdichtertechnologie stellt aufgrund des ständig komplexer werdenden Strömungsfeldes hohe Anforderungen an die zur Verfügung stehenden Auslegungswerkzeuge, sowohl vom aerodynamischen Standpunkt als auch aus der Sicht der mechanischen Integrität. Zukünftige Auslegungsmethoden werden bisher kaum beachtete Aspekte wie Schaufelreihen-Interaktion bzw. Instationarität des Strömungsfeldes berücksichtigen müssen, um die gesteckten Auslegungsziele mit ausreichendem Sicherheitsabstand zur Stabilitätsgrenze verwirklichen zu können. Besondere Beachtung muß dabei auch dem Ablöseverhalten der Grenzschicht und dem Umlenkverhalten im „off-design“-Bereich geschenkt werden.

Bis Ende der 80-er Jahre erfolgte die Schaufelauslegung bei stationären Zuströmbedingungen (Fottner 1989, Starken 1989), wobei instationäre Effekte mittels empirischer Ansätze berücksichtigt wurden. Das führte dazu, daß jede Firma entsprechend der zur Verfügung stehenden experimentellen Datenbasis und des Erfahrungsschatzes mehr oder weniger konservative Auslegungsregeln aufstellte. Da aufgrund dieser Empirie das tatsächliche komplexe Strömungsverhalten und seine physikalischen Hintergründe nicht erfasst wurden, kann man in diesem Zusammenhang nicht von einer optimalen Auslegung sprechen.

Einen großen Schritt in Richtung optimierte Auslegung bzw. kürzere Entwicklungszeiten und -kosten bedeuten die mit steigender Rechnerleistung immer komplexer werdenden numerischen Verfahren. Dabei haben auch die modernsten Rechenverfahren noch deutliche Schwachstellen, da aufgrund der limitierten Rechenleistung eine direkte Simulation im turbo-maschinentypischen Reynoldszahlbereich noch nicht möglich ist und verschiedene Strömungseffekte vereinfacht modelliert werden müssen. Probleme treten vor allem bei der Berechnung der Verluste und des Grenzschichtverhaltens auf, insbesondere bei Transition und abgelöster Strömung. Um ein zuverlässiges numerisches Werkzeug für die Schaufeloptimierung zu erhalten, ist eine detaillierte Validierung und Kalibrierung der im CFD-Code eingesetzten Modelle anhand von experimentellen Daten unabdinglich.

---

<sup>2</sup> durch weniger Bauteile

Die vorliegende Arbeit soll durch die Schaffung einer breiten experimentellen Datenbasis einen tieferen Einblick in die Physik des instationären Grenzschichtverhaltens in Verdichtergittern ermöglichen und gleichzeitig einen Beitrag zur Validierung und Kalibrierung von instationären Rechenverfahren und speziell deren Transitionsmodellierung liefern.

Valkov 1997 unterscheidet zwischen vier instationären Verlustproduktions-Mechanismen, die das Leistungsverhalten von Verdichtern nachhaltig beeinflussen:

- instationäres Grenzschichtverhalten und abgehende Wirbel
- Transport der stromauf produzierten Nachlaufzellen und Wirbel
- instationäre Sekundärströmungen im wandnahen Bereich
- Stromaufwirkung des Potentialfeldes

Neben instationären Effekten wie Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen und Wechselwirkungen des Potentialfeldes und des Sekundärströmungsbereichs bewirken auch die von einer stromauf liegenden Schaufelreihe generierten Nachlaufzellen eine periodische Störung des Strömungsfeldes in der nachfolgenden Schaufelreihe. Betrachtet man nur den subsonischen Bereich und berücksichtigt dabei die viel schnellere Abnahme des Potentialfeld-Einflusses gegenüber der nur langsamen Ausmischung der Nachlaufzellen (Walker und Oliver 1972, Suggeng und Fiedler 1986), so bilden letztere die Haupt-Instabilitätsquelle für aerodynamisches Verhalten, Flattern, „forced response“ und Lärmentwicklung.

Die aufgrund der Hinterkantendicke und der dazu aufzuaddierenden Grenzschichtdicke in Kombination mit der Rotationsbewegung des Rotors erzeugten periodischen Nachlaufzellen wirken während ihres Durchgangs durch die Schaufelpassage auf die Strömung im wesentlichen durch zwei Mechanismen:

- Das Geschwindigkeitsdefizit der Delle beeinflusst durch den sogenannten „negative-jet“-Effekt (beim Verdichter Transport von Dellen-Fluid von Saugseite zu Druckseite im Bereich der Delle, Meyer 1958, Kerrebrock und Mikolajczak 1970) und die daraus entstehende Wirbelbildung hauptsächlich die freie Strömung durch die Schaufelpassage und somit auch das Schwingungsverhalten der Schaufeln.
- Der erhöhte Turbulenzgrad innerhalb der Nachlaufzelle ist der Haupteinflussfaktor auf die Profilhrenzschicht (Halstead et al. 1995).

Aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten auf Saug- und Druckseite sowie in der Freiströmung wird die Delle beim Durchgang durch die Schaufelpassage verzerrt. Dies bringt für Verdichter (im Gegensatz zu Turbinen) eine Reduzierung des Geschwindigkeitsdefizits mit sich und führt zu einer deutlichen Absenkung der mit der Delle zusammenhängenden Mi-

schungsverluste in der Schaufelpassage<sup>3</sup> (Smith 1966). Da diese Mischungsverluste rund 15% der Gesamtverluste einer Schaufel ausmachen (Adamczyk 1999), ist bei Verdichtern durch eine Reduzierung des Schaufelreihen-Abstandes eine Verlustreduzierung bzw. eine Leistungssteigerung möglich.

In der Profilgrenzschicht wird durch den hohen Turbulenzgrad in der vorbeiziehenden Nachlaufzelle ein komplexes, sogenanntes multimodales Transitionsverhalten initiiert, das von der nachlaufinduzierten Transition und dem beruhigten Bereich dominiert wird.

Aufgrund der kleinen Schaufelgeometrie, der schwer durchführbaren Instrumentierung und der hohen Betriebskosten erweist sich eine detaillierte Untersuchung des instationären Grenzschichtverhaltens direkt im Triebwerk oder in Versuchsverdichtern als äußerst schwierig. Deshalb versucht man auf großskalige Modell-Untersuchungen in Gitterwindkanälen auszuweichen (Wisler et al. 1999).

Die hier vorgestellten, in einem Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal durchgeführten Untersuchungen sollen den Nachteil der bisher meist in Niedergeschwindigkeits-Gitterwindkanälen durchgeführten Messungen wettmachen, bei denen die Nichtberücksichtigung der Kompressibilität eine direkte Übertragung der Ergebnisse auf die reale Maschine nicht ohne weiteres erlaubt.

Zunächst wird in der Arbeit ein Überblick über die Charakteristika der Profilgrenzschicht, insbesondere des Transitionsverhaltens unter stationären und instationären Zuströmbedingungen, gegeben, wobei explizit auf die bisherigen Erkenntnisse über die Physik des beruhigten Bereichs eingegangen wird, der das instationäre Verlustverhalten maßgeblich beeinflusst.

Im Rahmen eines umfangreichen Meßprogramms wird das instationäre Transitionsverhalten mit Hilfe verschiedener Meßtechniken detailliert am Beispiel zweier zur Verfügung stehender Verdichtergitter untersucht, wobei sowohl stationäre als auch instationäre Zuströmparameter variiert wurden.

Die Ergebnisse dieser experimentellen Untersuchungen werden mit Hilfe mehrerer Rechenverfahren, darunter ein instationäres Reynolds-gemittelter Navier-Stokes-Verfahren mit implementierter Transitionsmodellierung nachgerechnet und Schlußfolgerungen über die Zuverlässigkeit der numerischen Verfahren bzw. über eventuelle Schwachstellen gezogen.

Anschließend werden Auslegungshinweise bezüglich der Schaufeloptimierung unter dem Aspekt der Rotor/Stator-Interaktion formuliert.

<sup>3</sup> bis 70% nach Adamczyk 1996

## 2. Charakteristika der Profilgrenzschicht

Der Wirkungsgrad einer Fluggasturbine wird maßgeblich durch die aerodynamischen Verluste in den Komponenten beeinflusst. Diese setzen sich hauptsächlich aus Profilverlusten und Sekundärströmungsverlusten zusammen, wobei in der Verdichterkomponente beide Anteile ungefähr gleich gewichtet sind (*Denton 1993*). Eine Erhöhung des Verdichterwirkungsgrades durch aerodynamische Optimierung wirkt sich positiv auf die Triebwerksleistung aus, da somit auch eine geringere Turbinen-Antriebsleistung erforderlich wird.

Bei der Auslegung wird versucht, durch Optimierung der Schaufelprofile sowie der Naben- und Gehäusekonturierung in den Komponenten bei gleichbleibendem Wirkungsgrad die aerodynamische Schaufelbelastung zu erhöhen, wodurch eine Reduzierung der Schaufelzahl bzw. der Stufenanzahl und damit eine kompaktere Bauweise mit geringerem Gewicht ermöglicht wird. Bei einer solchen Optimierung von Verdichterbeschaufelungen ist ein besonderes Augenmerk auf die Entwicklung der saugseitigen Profilgrenzschicht zu richten, die aufgrund der Strömungsverzögerung und den damit verbundenen positiven Druckgradienten äußerst instabil ist und zur Ablösung neigt.

Für die Auslegung wichtige Parameter, die den jeweiligen Zustand der Grenzschicht beschreiben und deren Verlauf vom Transitionsverhalten maßgeblich bestimmt wird, sind neben der isentropen Machzahlverteilung auch die Grenzschichtdicke, die Verdrängungsdicke, die Impulsverlustdicke, der aus diesen resultierende Formfaktor und der Reibungskoeffizient. Besonders im Verzögerungsbereich auf der Saugseite gibt es für den Formfaktor-Verlauf bestimmte Auslegungsphilosophien und -regeln, um eine turbulente Strömungsbildung im hinteren Schaufelbereich zu vermeiden. Eine der größten Schwachstellen der numerischen Auslegungsverfahren stellt die Transitionsmodellierung dar, die immer wieder anhand von Experimenten validiert werden muß.

### 2.1 Transitionsprozeß

Die Profilgrenzschicht, die bei der Profilmströmung durch die Haftbedingung an der Wand und die Reibungskräfte in Wandnähe entsteht und in der die Geschwindigkeit vom Wert Null an der Wand auf den vollen Wert der reibungsfreien Außenströmung ansteigt, ändert ihr charakteristisches Verhalten mit steigender Reynoldszahl. Während sich bei niedrigen Reynoldszahlen die Fluidteilchen in geordneten Bahnen bewegen und die Strömung als laminar bezeichnet wird, tritt bei hohen Reynoldszahlen eine starke Durchmischung der Teilchen ein, der geordnete Bewegungsablauf verschwindet, und die Strömung wird als turbulent bezeichnet. Dabei existiert ein sogenannter kritischer Reynoldszahlbereich, in dem die Strömung einen intermittierenden Charakter hat, d.h. sie ist zeitweise laminar und zeitweise turbulent. Die

Strömung in diesem Bereich wird als transitional bezeichnet und ihr physikalischer Charakter kann durch den Intermittenzfaktor wiedergegeben werden.

Die wichtigsten Einflußparameter auf den Strömungsumschlag sind neben der Reynoldszahl noch die Profildruckverteilung, der Turbulenzgrad der Außenströmung, die Oberflächenkrümmung sowie die Oberflächenrauigkeit.

### 2.1.1 Transition bei stationärer Zuströmung

Es gibt grundsätzlich drei Transitionsmechanismen, die bei stationärer Zuströmung in Abhängigkeit der oben genannten Einflußgrößen auftreten können: die natürliche Transition, Bypass-Transition und die Transition über eine laminare Ablöseblase.

**Natürliche Transition** (White 1974) liegt normalerweise bei niedrigen Zuströmturbulenzgraden vor. Ab einer kritischen Reynoldszahl werden in der laminaren Grenzschicht durch äußere Einflüsse in einem bestimmten Frequenzbereich zweidimensionale Instabilitäten in Form wellenartiger Schwingungen angeregt, die sogenannten Tollmien-Schlichting-Wellen (Schlichting und Gersten 1997), die anhand der linearen Stabilitätstheorie beschrieben werden können. Die Amplitude dieser Schwingungen nimmt zu, und nach einer zunächst zweidimensionalen Verformung in Strömungsrichtung werden die Störungen rapide und nichtlinear verstärkt und nehmen einen hochgradig dreidimensionalen Charakter an (mit Bildung von Haarnadel- oder  $\Lambda$ -Wirbelstrukturen). Schließlich zerbersten diese Wirbelstrukturen in kleine Bereiche mit turbulenter Strömung, den sogenannten Turbulenzflecken. Durch das Zusammenwachsen der einzelnen Turbulenzflecke aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit ihrer Ränder verschwinden die laminaren Bereiche, der Transitionsvorgang wird abgeschlossen, und die Strömung ist vollturbulent.

Die aufgrund eines höheren Zuströmturbulenzgrades massiveren äußeren Störeinflüsse auf die Profilgrenzschicht können zu einem Überspringen der Bildungsphase von Tollmien-Schlichting-Wellen und einer direkten Ausbildung von Turbulenzflecken im Falle der **Bypass-Transition** führen. In Bereichen mit starker Strömungsverzögerung bzw. bei niedrigen Zuström-Reynoldszahlen (typisch für Verdichter bzw. Niederdruck-Turbinen) kann eine Ablösung der laminaren Strömung stattfinden. In diesem Fall erfolgt der Strömungsumschlag in der abgelösten Scherschicht nach einem der oben genannten Mechanismen, wobei die Strömung weiter stromab je nach vorherrschenden Bedingungen entweder turbulent wiederanliegt – dann entsteht eine **laminare Ablöseblase** – oder abgelöst bleibt. Dabei wird die zwischen abgelöster Scherschicht und Profiloberfläche liegende Strömung durch sehr niedrige Wandschubspannungs-Werte und ein fast konstantes statisches Druckniveau charakterisiert.

Mayle 1991 hat in Abhängigkeit von der kritischen Reynoldszahl<sup>4</sup> bzw. vom Beschleunigungsparameter für den Transitionsbeginn den Wirkungsbereich der verschiedenen Transitionsmechanismen festgehalten (Abb. 2.1). Betrachtet man die zusätzlich eingezeichnete Tur-

<sup>4</sup> auf die Impulsverlustdicke bezogen

bulenzgrad-Abhängigkeit, so erfolgt in Turbomaschinenkomponenten aufgrund der höheren vorherrschenden Turbulenzgrade (Cumpsty et al. 1995) der Grenzschichtumschlag im Bypass-Modus, ausgenommen der Bereiche mit starker Verzögerung.

Bei niedrigen Turbulenzgraden und sehr hohen Beschleunigungsparametern kann auch ein inverser Grenzschichtumschlag von turbulent zu laminar stattfinden (Jones und Launder 1972), die sogenannte Relaminarisierung der Grenzschicht.

Aus Sicht der Verlustminimierung sollte die Grenzschichtdicke gering sein und die Strömung so lange wie möglich laminar gehalten werden, da die turbulente Grenzschicht aufgrund des Impulsaustausches quer zur Strömungsrichtung höhere Verluste produziert. Turbulente Ablösung bzw. große Ablöseblasen sollten aufgrund der hohen Verluste bzw. der veränderten Strömungsumlenkung unbedingt vermieden werden, während kleine Ablöseblasen in vielen Auslegungen akzeptiert werden, da man dadurch den Grenzschichtumschlag kurz halten und kontrollieren kann.

### 2.1.2 Turbulenzflecke und beruhigter Bereich

Dieser Abschnitt soll eine Übersicht über bisherige Untersuchungen und Erkenntnisse zum Thema Turbulenzflecke und vor allem zu dem von diesen generierten beruhigten Bereich liefern.

Bereits 1951 beschrieb Emmons nach Untersuchungen im Wasserkanal den laminar-turbulenten Umschlag im Bypass-Modus durch plötzlich entstehende Turbulenzflecke. Es handelt sich dabei um kleine turbulente Gebiete im laminaren Bereich, welche hinter der Entstehungsstelle aufgrund der unterschiedlichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit ihrer vorderen und hinteren Ränder kontinuierlich anwachsen und mit einer mittleren Geschwindigkeit von  $0.7u_{\infty}$  stromab wandern. Gleichzeitig wurde der intermittierende Charakter des Grenzschichtumschlags erkannt und der Begriff Intermittenz geprägt, welcher ein Maß für den turbulenten Zeitanteil der Strömung ist (Wert 0 bei laminarer Strömung und 1 bei turbulenter Strömung). Anhand im Transitionsbereich gemessener Intermittenzverläufe entwickelten Dhawan und Narashima 1958 das sogenannte „concentrated breakdown“-Modell, wonach alle Turbulenzflecke an der gleichen Position in Strömungsrichtung initiiert werden und die Intermittenz lediglich aufgrund des Anwachsens dieser Flecke erhöht wird. Mit Hilfe moderner Meßtechniken wurde in den letzten Jahren nachgewiesen, daß die Turbulenzflecke an unterschiedlichen Stellen innerhalb des Transitionsbereichs entstehen und das daraus entwickelte „distributed breakdown“-Modell (Johnson und Fasihfar 1994) mit experimentellen Ergebnissen besser übereinstimmt. Abb. 2.2 zeigt von Halstead et al. 1995 mit quer zur Strömung angeordneten Oberflächen-Dünnfilmen simultan aufgenommene Rohspannungen, die Informationen über die Position und Breite der Turbulenzflecke liefern. Mit Hilfe der gemessenen Fleck-Breite und des Öffnungswinkels für einen konventionellen Turbulenzfleck wurde der Fleck-Einflußbereich markiert und daraus der Ursprung der einzelnen Flecke zurückgerechnet. Für



diesen untersuchten Fall variiert der Ursprungsort der Turbulenzflecke innerhalb 8% der Oberflächenauflänge. Experimentelle Untersuchungen (*Johnson 1994, Mayle und Schultz 1996*) ergaben, daß mit der Turbulenz in der Freiströmung zusammenhängende Druckschwankungen im wandnahen laminaren Grenzschichtbereich Geschwindigkeitsschwankungen hoher Wellenlänge und Amplitude induzieren. Diese breiten sich zunächst linear in Strömungsrichtung aus, steigen ab einer kritischen Amplitude jedoch exponentiell an und führen zur Bildung von Turbulenzflecken, wobei der Mechanismus der Entstehung des Flecks noch unklar ist. Die durch die starken Geschwindigkeitsschwankungen im wandnahen Bereich verursachten lokalen Strömungsablösungen führen nach *Johnson und Dris 1999* zur Bildung von Haarnadel-Wirbeln, die später zu Turbulenzflecken aufplatzen.

Die Struktur der Turbulenzflecke wurde bereits 1956 von *Schubauer und Klebanoff* untersucht, wobei bei einer Null-Druckgradienten-Strömung die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von vorderem und hinterem Rand auf  $0.88u_\infty$  bzw.  $0.5u_\infty$  bestimmt wurden. Während ihrer Stromabbewegung nehmen die Turbulenzflecke in Querströmungsrichtung Dreiecksform an, mit einem Öffnungswinkel von ungefähr  $22^\circ$ . Während *Abb. 2.3* die tatsächliche 3D-Form wiedergibt, zeigt *Abb. 2.4* eine idealisierte, zweidimensionale Darstellung eines solchen Turbulenzflecks, wobei grau hinterlegt dessen Einflußbereich markiert ist. Detailliertere Informationen zur Fleck-Struktur lieferten Untersuchungen von *Cantwell et al. 1978, Seifert und Wygnanski 1995, Bertolotti et al. 1992, Kittichaikarn et al. 1999*.

*Gutmark und Blackwelder 1987* untersuchten die gegenseitige Beeinflussung zweier zu unterschiedlichen Zeitpunkten getriggelter Turbulenzflecke. Aus dem Blickwinkel der Transitionsmodellierung ist vor allem die Wachstumsrate der Turbulenzflecke von Bedeutung, wobei diese bei positivem Druckgradienten ansteigt und bei negativem Druckgradienten sowie mit sinkender Zuström-Reynoldszahl abnimmt.

Der Beruhigungseffekt eines in transitionaler Strömung entstehenden Turbulenzflecks wurde von *Schubauer und Klebanoff 1956* entdeckt. Sie beobachteten, daß beim Durchwandern einer Region mit natürlicher Transition hinter dem Turbulenzfleck ein Gebiet entsteht, das die turbulente Aktivität in der Grenzschicht für längere Zeit unterdrückt. Der Entstehungsmechanismus des beruhigten Bereichs ist noch nicht eindeutig geklärt. Manche Autoren (z.B. *Halstead et al. 1995*) erklären die Entstehung des beruhigten Bereichs durch die Tatsache, daß hinter den schneller stromabwandernden Turbulenzflecken ( $\sim 0.9u_\infty$  bis  $0.5u_\infty$ ) eine weitere Störung der Grenzschicht durch eventuell nachfolgende langsamere Tollmien-Schlichting-Wellen ( $\sim 0.4u_\infty$ ) verhindert wird. Andere Autoren (z.B. *Schulte 1995*) deuten die Entstehung des beruhigten Bereichs als instationäre Antwort der Grenzschicht auf den Abfall der Turbulenzschwankungen hinter einem Turbulenzfleck. Die Präsenz des beruhigten Bereichs in der Turbomaschinen-Aerodynamik erkannte zunächst *Walker 1974*, als er bei Grenzschichtuntersuchungen an einer Verdichter-Statorschaukel laminare Strömung in einem normalerweise vollturbulenten Bereich entdeckte. Messungen in einer Verdichterstufe sowie mit getriggerten

Turbulenzflecken an einer ebenen Platte unter verschiedenen Druckgradienten von *Gostelow et al. 1996* lieferten wichtige Erkenntnisse zur Physik des beruhigten Bereichs. Mit Hilfe von Dünnschichten, die auf der Schaufeloberfläche in Strömungsrichtung sowie quer dazu angeordnet wurden, verfolgten *Halstead et al. 1995* die Entwicklung von Turbulenzflecken auch quer zur Strömungsrichtung anhand der veränderten Schubspannungsverteilung.

Der Wandschubspannungsverlauf entlang der Schaufeloberfläche (Abb. 2.4) weist beim Erscheinen des Turbulenzflecks einen plötzlichen Anstieg von laminarem auf turbulentes Niveau auf, während nach dem Fleck-Durchgang der Schubspannungswert erst allmählich wieder laminare Niveau erreicht. Diese dem Turbulenzfleck folgende Zone, in der das Schubspannungsniveau asymptotisch von turbulentem auf laminare Niveau absinkt, markiert den beruhigten Bereich. Dabei nimmt die Wirksamkeit des beruhigten Bereichs mit der Zeit ab.

Abb. 2.5 zeigt den zeitlichen Verlauf der RMS-Schwankungen entlang der Mittellinie eines Turbulenzflecks, der innerhalb einer transitionalen Grenzschicht auf einer ebenen Platte entstanden ist. Daraus ist die charakteristische Form des noch nicht gänzlich in der Grenzschicht absorbierten Turbulenzflecks<sup>5</sup>, aber vor allem der nachfolgende störungsfreie beruhigte Bereich erkennbar, in dem jede turbulente Aktivität unterdrückt wird. Bei Untersuchungen getriggertur Turbulenzflecke in einer Strömung mit Null-Druckgradient bemerkten *Wygnanski et al. 1976*, daß das Geschwindigkeitsprofil im beruhigten Bereich direkt nach dem Vorbeiziehen des Flecks deutlich voller war als das Geschwindigkeitsprofil nach Blasius. Die Geschwindigkeit steigt fast linear mit dem Wandabstand, wobei die Grenzschicht dünner ist als im laminaren Bereich. Abb. 2.6 zeigt für eine Verdichterschaukel typische Geschwindigkeitsprofile: turbulent (quadratische Symbole), laminar (Dreieck), stark beruhigt (Kreis) und schwach beruhigt (Rhombus). Dabei erkennt man die zeitliche Abnahme des Beruhigungseffekts durch die graduelle Annäherung des beruhigten Geschwindigkeitsprofils an das laminare Profil. Ein Vergleich von Geschwindigkeitsprofilen bei Strömungen mit unterschiedlichen Druckgradienten ergab, daß das Profil einer beruhigten Strömung mit positivem Druckgradienten ähnlich dem einer laminaren Strömung bei negativem Druckgradienten und somit die beruhigte Strömung stabiler als die laminare bei gleichem Druckgradienten ist. Die stabilisierende Wirkungsweise des beruhigten Bereichs wurde detailliert von *Gostelow et al. 1996* anhand einer Meßreihe nachgewiesen, bei der in der Grenzschicht einer ebenen Platte unter positivem Druckgradienten ein Wellen-Paket getriggert wurde, das sich zu einem Turbulenzfleck entwickelte. Der in Abb. 2.7 dargestellte bezogene Geschwindigkeitsverlauf in Wandnähe an Position a zeigt eine laminare Strömung und das getriggerte Wellenpaket, das unter dem positiven Druckgradienten amplifiziert wird. Weiter stromab (b) entwickeln sich in der Grenzschicht Tollmien-Schlichting-Wellen, die zusammen mit dem Wellen-Paket verstärkt werden, wobei letzteres auch höhere Harmonische entwickelt. Position c zeigt weiter verstärkte Störungen in der Hauptströmung, die nun ebenfalls Harmonische entwickeln, während das Wel-

<sup>5</sup> y markiert die Höhe über der Plattenoberfläche

lenpaket allmählich zu einem Turbulenzfleck ausartet. Im durch den Fleck generierten beruhigten Bereich (1) ist eine deutliche Reduzierung der Schwankungsamplituden erkennbar, wodurch auch die Entwicklung von Harmonischen unterdrückt wird. Diese stabilisierende Wirkung tritt jedoch nur ein, wenn die umgebende Grenzschicht laminar oder transitional ist. *Zilberman et al. 1977* fanden ein unterschiedliches Wachstumsverhalten von Turbulenzflecken, die in eine turbulente bzw. laminare Grenzschicht eingebracht wurden, wobei im ersteren Fall keine stabilisierende Wirkung auf die turbulente Grenzschicht erkennbar war.

Die Folge des Stabilisierungseffekts des beruhigten Bereichs ist eine Verzögerung bzw. Stromabverlagerung des Transitionsbeginns in der umgebenden laminaren Grenzschicht durch Dämpfung von Instabilitäten. Auf diese Weise ist es auch möglich, Strömungsablösung in einer ablösegefährdeten Grenzschicht stromab zu verlagern oder zu unterdrücken. Ein gutes Beispiel dafür liefert das in Abb. 2.8 oben dargestellte Weg-Zeit-Diagramm (*Gostelow et al. 1996*), das die phasengemittelten RMS-Schwankungen und Formfaktoren in der Grenzschicht einer ebenen Platte unter positivem Druckgradienten mit getriggertem Turbulenzfleck darstellt. Das ansteigende RMS-Niveau vor dem Durchgang des Turbulenzflecks markiert die natürliche Transition entlang der Plattenoberfläche mit Werten des Formfaktors von 3 im laminaren bzw. 1.8 im turbulenten Bereich. Der Pfad des Turbulenzflecks weist ein hohes RMS-Niveau mit niedrigen Formfaktoren auf. Der in der ungestörten Grenzschicht ursprünglich transitionale Bereich macht nach dem Durchgang des Turbulenzflecks einem beruhigten Bereich Platz, und der Transitionsprozess ist stromab verschoben. Dabei fällt die deutliche zeitliche und räumliche Ausdehnung des beruhigten Bereichs mit stufenweise von niedrigen turbulenten auf hohe laminare Werte ansteigendem Formfaktor auf. Der untere Teil der Abbildung zeigt ein Weg-Zeit-Diagramm der von *Funazaki und Aoyama 2000* aus Grenzschichttraversierungen mit einer Split-Film-Sonde berechneten phasengemittelten Reynoldsspannungen. Die Autoren beobachteten, daß negative Reynoldsspannungen (schattierter Bereich) den nachlaufinduzierten Pfad und positive Reynoldsspannungen (Höhenlinien) den beruhigten Bereich markieren.

Genauso wie die oben beschriebene Turbulenzfleck-Wachstumsrate ist auch die Länge des beruhigten Bereichs vom Druckgradienten abhängig, mit der niedrigsten Ausdehnung bei negativem Druckgradienten, einer um Faktor 2 (*Katz et al. 1990*) größeren Ausdehnung bei Null-Druckgradienten und einem weiteren Anstieg für positive Gradienten. Während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des vorderen Randes des beruhigten Bereichs mit der des hinteren Turbulenzfleck-Randes identisch ist, erweist sich eine Detektierung der Geschwindigkeit des hinteren Randes als schwieriger. Experimentelle Untersuchungen von *Gostelow et al. 1996* ergaben ein unterschiedliches Ausbreitungsverhalten des beruhigten Bereichs abhängig vom Zustand der angrenzenden Grenzschicht (im Bereich zwischen den Nachlaufzellen).

Ist die umgebende Grenzschicht laminar, so liegt die Ausbreitungsgeschwindigkeit des hinteren beruhigten Randes bei ungefähr  $0.3u_{\infty}$ . Im Falle transistionaler oder turbulenter umgebender Grenzschicht dringen die entstehenden Turbulenzflecke in den beruhigten Bereich ein und

beschneiden seine zeitliche Ausdehnung. Hier beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit des hinteren Randes des beruhigten Bereichs dann nicht mehr  $0.3u_\infty$  sondern  $0.9u_\infty$ <sup>6</sup>. Es konnte noch nicht eindeutig geklärt werden, ob der beruhigte Bereich durch einen über eine laminare Ablöseblase stattfindenden Transitionsvorgang ebenfalls eingeengt wird (*Schulte und Hodson 1996*). Anhand der in *Abb. 2.9* dargestellten Ergebnisse wird das oben dargestellte Verhalten des beruhigten Bereiches sowohl am Beispiel einer Verdichterschaukel (*Halstead et al. 1995*) als auch an dem einer ebenen Platte (*Gostelow et al. 1996*) bestätigt. Im Falle der ebenen Platte sind die Turbulenzflecke getriggert, während im Falle der Verdichterschaukel<sup>7</sup> die Flecke durch Nachlaufdübeln der vorlaufenden Schaukelreihe induziert wurden. Anhand der Verdichterschaukel-Daten erkennt man das grundlegende Verhalten der Grenzschicht unter dem Einfluß von Nachlaufdübeln. Dargestellt sind mit Oberflächen-Dünnschichten simultan aufgenommene Zeitschriebe des Schubspannungsverlaufs an verschiedenen Positionen in Strömungsrichtung. Aufgrund von Instabilitäten und Inzidenzänderungen (siehe auch *Wisler und Shin 1998*) beim Vorbeiziehen der Nachlaufdübeln erkennt man im vorderen Schaukelbereich kleine periodische Schwankungen (1) in der sonst ungestörten laminaren Strömung, die weiter stromab teilweise gedämpft (2), aber auch teilweise verstärkt werden (4), wobei letztere sich dann zu Turbulenzflecken entwickeln. Offensichtlich generiert nicht jede vorbeiziehende Nachlaufdübel eine Turbulenzfleck, sondern die Entstehung der Flecke<sup>8</sup> erfolgt abhängig von der Dübelstärke bzw. von der Intensität der in die Grenzschicht eingebrachten Störung. Aufgrund der Simultanmessung kann die zeitliche Entwicklung eines solchen Flecks mit den entsprechenden Ausbreitungsgeschwindigkeiten seines vorderen und hinteren Randes genau verfolgt werden. Der vom Turbulenzfleck generierte beruhigte Bereich (12) ist deutlich erkennbar. Weiterhin fällt der bis weit stromab bei ~70% der Sehnenlänge erkennbare Einfluß des beruhigten Bereichs (14) auf. Das ähnliche Verhalten von Platten- und Profilgrenzschicht in *Abb. 2.9* bestätigt erneut die Übertragbarkeit der Erkenntnisse von großskaligen Untersuchungen mit getriggerten Turbulenzflecken auf von Nachlaufdübeln produzierte Turbulenzflecke in Turbomaschinenbeschaukelungen.

### 2.1.3 Transition bei instationärer Zuströmung

Im Falle instationärer Zuströmung aufgrund von stromauf produzierten Nachlaufdübeln (sowohl als Resultat der Rotor/Stator-Interaktion als auch durch Clocking) wurde der Begriff „Multimode-Transition“ (*Mayle und Dullenkopf 1989*) geprägt. Dieser charakterisiert das sowohl zeitlich als auch räumlich hochgradig instationäre Verhalten der Grenzschicht, bei dem an einem festen Punkt auf der Schaukeloberfläche die Strömung zu verschiedenen Zeitpunkten laminar, turbulent oder transitional sein kann. Gleichzeitig können sich zu einem fixen Zeitpunkt entlang der Schaukeloberfläche laminare, turbulente und transitionale Bereiche in unter-

<sup>6</sup> die Ausbreitungsgeschwindigkeit des vorderen Turbulenzfleck-Randes

<sup>7</sup> Saugseite, Mittelschnitt

<sup>8</sup> und somit auch des beruhigten Bereichs

schiedlicher Aufeinanderfolge abwechseln. Das instationäre Grenzschichtverhalten in einem Profilschnitt auf der Saugseite einer Verdichterschaufel unter dem Einfluß von Nachlaufzellen wurde von *Cumpsty et al. 1995* schematisch anhand eines Weg-Zeit Diagramms dargestellt (Abb. 2.10). Aus diesem Diagramm und der skizzierten Grenzschichtdicke aus sechs Zeitschnitten entlang einer Dellen durchlaufperiode ist der multimodale Charakter der Transition ersichtlich. In Zeitschnitt ii zum Beispiel ist die Grenzschicht in Strömungsrichtung zunächst laminar, dann beruhigt, turbulent, transitional (über Ablöseblase) und danach wieder turbulent. Diese Darstellung läßt das Verhalten der Grenzschicht sehr komplex erscheinen, obwohl sie der realen Strömung gegenüber deutliche Vereinfachungen enthält:

- Die Autoren setzen hier voraus, daß im nachlaufinduzierten Bereich die Strömung aufgrund einer massiven Produktion von Turbulenzflecken ohne Transitionsbereich direkt<sup>9</sup> von laminar in turbulent umschlägt. Später wurde nachgewiesen (*Halstead et al. 1995*), daß in diesem Bereich der Umschlag ebenfalls über ein transitionales Gebiet erfolgt.
- Die Ränder der einzelnen Bereiche sind als Geraden dargestellt, was eine konstante Strömungsgeschwindigkeit voraussetzt. Aufgrund des Geschwindigkeitsverlaufs entlang einer gekrümmten Oberfläche müßten sie Kurven sein.
- Sowohl die Transition als auch das Zusammenwachsen der Turbulenzflecke werden hier als zweidimensionale Vorgänge<sup>10</sup> betrachtet, sind in Wirklichkeit aber dreidimensional. Hitzdrahtmessungen von *Addison und Hodson 1989* ergaben ein unterschiedliches Transitionsverhalten in verschiedenen Entfernungen von der Schaufeloberfläche innerhalb der Grenzschicht.
- Das Strömungsverhalten ist hier phasengemittelt dargestellt, obwohl es hochgradig instationär ist.

Die experimentelle Bestätigung für die Richtigkeit dieses schematischen Grenzschichtverhaltens liefert ein von *Halstead et al. 1995* in einem Niedergeschwindigkeits-Versuchsverdichter gemessenes Weg-Zeit Diagramm (Abb. 2.11). Dargestellt sind die während eines Zeitraumes von fünf Nachlaufzellen-Durchgängen mit Oberflächen-Dünnfilmen gemessenen phasengemittelten RMS-Schwankungswerte und die Schiefe-Verteilung im Schaufel-Mittelschnitt auf der Saugseite. Man erkennt, daß die Grenzschicht sich entlang zweier spezifischer Pfade entwickelt: entlang des nachlaufinduzierten Pfades und des Pfades zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nachlaufzellen. Der hohe Turbulenzgrad in der Delle erzwingt einige Zeit nach dem Auftreffen auf die laminare Profilgrenzschicht A durch Bildung von Turbulenzflecken einen Strömungsumschlag, den sogenannten nachlaufinduzierten Transitionsbereich B, der viel weiter stromauf initiiert wird als im Falle stationärer Zuströmung. Aus den Rohspannungen in Strömungsrichtung (Abb. 2.9 oben) und quer zur Strömung (Abb. 2.2) wurde in diesem Be-

<sup>9</sup> punktweise

<sup>10</sup> Schaufeloberfläche über der Zeit

reich erstmals das für transitionale Strömungen typische Entstehen und Zusammenwachsen von Turbulenzflecken nachgewiesen, was die Annahme des sofortigen, punktwisen Strömungsumschlags von laminar zu turbulent aus der schematischen Darstellung von *Cumpsty et al. 1995* widerlegt. Ein direkter Nachweis der Bypasstransition über die Bildung von Turbulenzflecken im nachlaufinduzierten Bereich wurde von *Zhong et al. 1998* erbracht, die die Entstehung diskreter Turbulenzflecke durch einen erhöhten Wärmeübergang auf einer thermochromischen Flüssigkristallfolie sichtbar machten. Mit der gleichen Meßtechnik beobachteten *Kittichaikarn et al. 1999*, daß der an einer ebenen Platte unter einem Null-Druckgradienten generierte nachlaufinduzierte Bereich aus individuellen Turbulenzflecken besteht. In Untersuchungen von *Pfeil et al. 1983* wurde die Ausbildung der ersten Turbulenzflecke durch aus der Delle in die Grenzschicht eindringende Störungen immer an der gleichen Stelle  $x_{wt}$  beobachtet. Je nach Intensität der Nachlaufdelle variiert die Position dieses erzwungenen Transitionsbeginns  $x_w$ . Je schwächer die Delle ausgebildet ist, umso mehr wandert  $x_{wt}$  stromab und nähert sich der Position des Transitionsbeginns im stationären Fall  $x_{st}$ . Dabei ist für diesen Grenzschichtumschlag aufgrund der hohen Turbulenz der Bypass-Mechanismus charakteristisch. Aufgrund der frühen Transition hat der nachfolgende turbulente Bereich C eine hohe Lauflänge, und die dadurch stark aufgedickte Grenzschicht ist besonders Druckgradienten-empfindlich und somit ablösegefährdet.

Im Bereich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nachlaufdellen erfolgt der Grenzschichtumschlag ähnlich wie im stationären Fall, wird aber durch den von den Turbulenzflecken im nachlaufinduzierten transitionalen Bereich B generierten beruhigten Bereich D beeinflusst. Dabei ist der beruhigte Bereich anhand der phasengemittelten RMS-Schwankungen nicht erkennbar. Seine Ausdehnung wurde anhand der Rohspannungs-Verläufe (Abb. 2.9 oben) bestimmt und in das Weg-Zeit Diagramm eingezeichnet. Durch die hier vorherrschenden höheren Schubspannungswerte und niedrigeren Formfaktoren verglichen mit der laminaren Strömung wird der Transitionsbeginn verzögert und die Ablösegefahr für die Strömung verringert. Der beruhigte Bereich beeinflusst den nachfolgenden ausgedehnten transitionalen Bereich E, wobei dieser Einfluß mit der langsamen zeitlichen Rückbildung des laminaren Strömungscharakters im Bereich D abnimmt. Betrachtet man den vorderen Rand des transitionalen Bereichs (Linie von 6 bis zum nächsten Bereich B), so müßte theoretisch aufgrund des Beruhigungseffekts die Transition im Bereich 12 stromab verschoben und somit die Steigung der Linie 6-B negativ sein, tatsächlich zeigt die Transition im Bereich 12 genau den entgegengesetzten Trend und ist stromauf verschoben. Der Grund dafür ist, daß nicht jede Nachlaufdelle einen nachlaufinduzierten transitionalen Bereich initiiert<sup>11</sup>. Somit ist die Strömung in Gebiet 12 beruhigt, wenn vorher ein nachlaufinduzierter transitionaler Bereich bzw. ein Turbulenzfleck entsteht und transitional, wenn keiner entsteht. Die Phasenmittelung des sich zeitlich stochastisch von laminar zu transitional ändernden Strömungsbildes bewirkt die hohen RMS-

<sup>11</sup> siehe auch Rohspannungsdiskussion Abb. 2.9 oben

Schwankungen in 12 und somit die positive Steigung der Linie 6-B. Aus den Rohspannungen<sup>12</sup> ist die Stromabverlagerung der Transition im beruhigten Bereich jedoch deutlich erkennbar.

Dem transitionalen Bereich zwischen zwei Nachlaufdellen folgt ein turbulenter Bereich F mit einer Grenzschicht, die aufgrund der kürzeren Lauflänge deutlich dünner, weniger Druckgradienten-empfindlich und somit weniger ablösegefährdet ist als im nachlaufinduzierten turbulenten Bereich C.

Betrachtet man den Einfluß dieser multimodalen Transition auf das Verlustverhalten, so würde man aufgrund der hohen Verluste in der aufgedickten turbulenten Grenzschicht des nachlaufinduzierten Bereichs eine deutliche Verlusterhöhung gegenüber dem stationären Fall erwarten. Unter dem Einfluß der Nachlaufdellen unterliegt die Profilgrenzschicht jedoch nicht einfach einem aufgrund des unterschiedlichen Turbulenzniveaus in der Freiströmung und in der Delle fluktuierenden Transitionsverhalten. Die entstehenden beruhigten Bereiche beeinflussen durch Transitionsverzögerung bzw. Unterdrückung von Ablöseblasen das Verlustverhalten maßgeblich. Verlustmessungen an Turbinen (*Banieghbal et al. 1995*) ergaben bei niedrigen Reynoldszahlen durch den Delleneinfluß eine deutliche Verlustreduzierung gegenüber dem stationären Fall. Der in [Abb. 2.12](#) für eine Dellendurchlaufperiode dargestellte typische zeitliche Verlauf der Impulsverlustdicke an der Saugseiten-Hinterkante einer Verdichterschaukel (*Dong und Cumpsty 1989*) verdeutlicht den Einfluß des beruhigten Bereichs. Aus der Impulsverlustdicke im Hinterkantenbereich lassen sich direkte Rückschlüsse über die Profilverluste ziehen. Im nachlaufinduzierten Bereich mit der aufgedickten turbulenten Grenzschicht weist die Impulsverlustdicke ein Maximum auf. Stromab des darauffolgenden beruhigten Bereichs mit dünner, anliegender Grenzschicht ist sie minimal und steigt stromab des ungestörten Bereichs mit laminarer Ablöseblase zwischen zwei Dellen wieder an. Für diesen untersuchten Fall liegt der zeitgemittelte Wert der Impulsverlustdicke nur leicht über dem bei stationärer Strömung. Überwiegt der positive Effekt des beruhigten Bereichs den negativen Effekt des aufgedickten nachlaufinduzierten turbulenten Bereichs, so ist eine Reduzierung der Profilverluste gegenüber dem stationären Fall möglich. Ob dieser positive Effekt den negativen überwiegt, hängt hauptsächlich von der Zuström-Reynoldszahl, der Nachlaufdellen-Frequenz, der Dellenstärke und der Druckverteilung entlang des Profils ab.

Für den Auslegungsprozeß, insbesondere im Hinblick auf eine zuverlässige Bestimmung des Verlustverhaltens, ist die korrekte Erfassung dieses instationären Transitionsverhaltens durch die numerischen Auslegungsverfahren von besonderer Wichtigkeit.

*Adamczyk 1999* gibt eine ausführliche Übersicht über die zur Simulation der Turbomaschinenströmung zur Verfügung stehenden mathematischen Modelle geordnet nach ihrer Komplexität ([Abb. 2.13](#)). Die komplexen Modelle sind genauer, da sie weniger empirische Annahmen be-

<sup>12</sup> Abb. 2.9 oben

nötigen, erweisen sich aber momentan aufgrund des hohen Zeit- und Rechenaufwandes noch teilweise als ineffizient. Vor allem an eine direkte Navier-Stokes-Simulation (DNS) bei hohen Reynoldszahlen ist in den nächsten Jahren noch nicht zu denken, da die Auflösung der mikroskopisch kleinen Turbulenzstrukturen sehr zeit- und rechenintensiv ist. Filterung und Reynoldsmittelung sind zwei alternative Methoden, mit denen man die direkte Berechnung der turbulenten Schwankungsbewegungen umgeht. Das Filter-Konzept berechnet die großskaligen turbulenten Schwankungen direkt, während die Schwankungsbewegungen mit kleinerem Maßstab als der Filtermaßstab modelliert werden (Large Eddy Simulation). Der Reynolds-gemittelte Ansatz berücksichtigt bei den Transportgleichungen ausschließlich die zeitgemittelten Strömungsgrößen und modelliert sämtliche turbulente Schwankungsbewegungen, wobei sehr ökonomisch mit Rechenzeit und –Leistung umgegangen wird.

Basierend auf den Reynolds-gemittelten Gleichungen wird trotz einiger Nachteile dieses Konzepts (physikalische Effekte wie Anfachung und Dämpfung von Tollmien-Schlichting-Wellen, Turbulenzspektrum u.a. werden nicht erfaßt) versucht, den Transitionsprozeß mittels verschiedener Ansätze wie der Intermittenzverteilung, empirischer Transitionskorrelationen, nichtlinearer Turbulenzmodelle oder Reynoldsspannungsmodelle zu modellieren (Eulitz 2000).

Besonders wichtig ist es herauszufinden, wie detailliert die Grenzschichtentwicklung für den Auslegungsprozeß modelliert werden muß und welche Vereinfachungen des realen Strömungsfeldes eingeführt werden können, ohne das berechnete Strömungsverhalten zu verfälschen.

Um ein Bild des instationären Verhaltens zu erhalten, setzten Addison und Hodson 1989 unter Verwendung des gemessenen instationären Turbulenzgradverlaufes mehrere stationäre Rechnungen bei verschiedenen Zuström-Turbulenzgraden zeitlich zusammen. Allerdings werden dadurch Wechselwirkungen des Potentialfeldes, instationäres Grenzschichtverhalten und Beruhigungseffekt nicht berücksichtigt.

Dring und Spear 1991 und Dawes 1992 verwenden für die Lösung des instationären Problems den Ansatz des sogenannten „mixing plane“-Modells. Dabei werden die Strömungsgrößen stromab einer Schaufelreihe in Umfangsrichtung gemittelt, um die innerhalb einer Schaufelteilung auftretenden Strömungsinhomogenitäten auszumischen, womit man eine stationäre, gleichmäßige Zuströmung zur nachfolgenden Schaufelreihe erhält. Allerdings werden dabei der instationäre Charakter der Rotor/Stator-Wechselwirkung und der Mischungsprozeß in radialer und Umfangsrichtung nicht erfaßt und somit vor allem der Abströmwinkelverlauf gegenüber einer instationären Rechnung nur unzulänglich berechnet (Gallus et al. 1994).

Transitionsmodelle in stationären Rechenverfahren bauen auf empirischen (Abu-Ghannam und Shaw 1980, Mayle 1991) oder halbempirischen (Johnson und Ercan 1996, Mayle und Schultz 1996) Korrelationen auf, die aus einer breiten Datenbasis stationärer Messungen entwickelt wurden. Sie sind in der Vorhersage des Transitionsbeginns mittlerweile ziemlich zuverlässig, zeigen jedoch deutliche Mängel bei der Bestimmung der Transitionslänge. Eine korrekte Tran-



sitionsmodellierung benötigt eine richtige Vorhersage des Transitionsbeginns und der Produktionsrate der Turbulenzflecke in Abhängigkeit der Einfluß-Strömungsgrößen. Der Transitionsbeginn ist dabei hauptsächlich vom Turbulenzgrad abhängig, während die Produktionsrate der Turbulenzflecke in erster Reihe vom Druckgradienten bei Transitionsbeginn und wiederum vom Turbulenzgrad abhängig ist.

Somit erweist sich die Modellierung des komplexen multimodalen Transitionsverhaltens in instationären Rechenverfahren als große Herausforderung, zumal die physikalischen Hintergründe einzelner Effekte noch nicht vollständig erkannt wurden.

*Rodi et al. 1989* und *Cho et al. 1993* verwendeten die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen in Kombination mit einem Turbulenz-Transportmodell zur Untersuchung der instationären Strömung an einer ebenen Platte und an einem Turbinengitter. Weiterhin verwendet werden auch aus dem stationären Bereich übernommene und adaptierte zeitgenaue Euler-Verfahren, gekoppelt mit einem instationären Grenzschichtrechenverfahren (*Fan und Lakshminarayana 1994*). Die meisten instationären Rechenverfahren verwenden algebraische Turbulenzmodelle in Kombination mit einem instationären Transitionskriterium, das auf einer anhand von Messungen empirisch angesetzten Intermittenzverteilung basiert (an eine frühe Arbeit von *Emmons 1951* anknüpfend). Ein erstes solches Transitionsmodell wurde von *Pfeil und Herbst 1979* vorgeschlagen und im Laufe der Zeit von verschiedenen Autoren (*Mayle und Dullenkopf 1989* und *1990*, *Chakka und Schobeiri 1997*, *Schobeiri et al. 1998*) weiterentwickelt. *Dullenkopf und Mayle 1995* schlugen ein zeitgemitteltes Transitionsmodell vor, das das instationäre Strömungsverhalten jedoch nur unzureichend wiedergibt. Von besonderer Wichtigkeit für die Transitionsmodellierung sind die Struktur und die Längenskalen der Turbulenz (*Mayle 1991*, *Adamczyk et al. 1994*), über die auch aus Messungen nur unzureichende Informationen vorliegen. *Funazaki und Aoyama 2000* untersuchten die Turbulenzstruktur (Geschwindigkeitsvektoren und Reynoldsspannungen) in der Grenzschicht einer ebenen Platte unter dem Einfluß von Nachlaufdüsen mit Hilfe einer Split-Film-Sonde. Anhand der Daten konnten sie neben dem „negative-jet“-Effekt auch eine beschleunigte Strömung im beruhigten Bereich nachweisen. Neueste Fortschritte in der Wavelet-Analyse (*Volino 1998*, *Chakka und Schobeiri 1999*) ergaben, daß scheinbar nur Instabilitäts-Schwankungen innerhalb bestimmter Frequenzbänder in der Lage sind, die für den Grenzschichtumschlag notwendige Energie freizulegen und daß es wahrscheinlich vorteilhafter ist, wenn die Turbulenzmodellierung auf Transportgrößen anstatt auf der turbulenten kinetischen Energie basiert. Durch eine Erweiterung von *Emmons 1951* Theorie zur Intermittenzberechnung (Korrektur der Turbulenzfleck-Produktionsrate) entwickelten *Schulte und Hodson 1997* ein Transitionsmodell, bei dem in der Intermittenzberechnung der beruhigte Bereich berücksichtigt wird. Für die Abschätzung der Verluste postulierten sie die sogenannte „turbulent wetted area“-Annahme (siehe auch *Hodson 1998*). Diese besagt, daß jede Verlusterhöhung gegenüber dem stationären Fall durch den Vergleich der mit laminarer und turbulenter Strömung bedeckten Flächen aus den Weg-Zeit-Diagrammen für den stationären und instationären Fall abgeschätzt werden kann. Numerisch

problematisch zu erfassen ist nach wie vor die Ausdehnung des beruhigten Bereichs im Falle einer Transition über eine laminare Ablöseblase, weil noch zu wenig über die Wechselwirkung zwischen beruhigtem Bereich und der Transition in der freien Scherschicht über der Ablöseblase bekannt ist.

## 2.2 Auswirkungen der multimodalen Transition auf das Strömungsverhalten von Verdichterbeschaufelungen

Bei der Auslegung von Turbinenschaufeln wird der Einfluß von Nachlaufdellen der vorgelagerten Schaufelreihe (sowohl Stator/Stator-Interaktion<sup>13</sup> als auch Rotor/Stator-Interaktion) bereits seit einigen Jahren direkt in den Optimierungsprozeß einbezogen, da hier zusätzlich der Wärmeübergang, der maßgeblich von den Nachlaufdellen beeinflusst wird, eine entscheidende Rolle spielt. *Ladwig 1991, Engber 1996 und Acton 1998* fanden in Windkanaluntersuchungen mit stationären, von Zylinderstäben produzierten Nachläufen einen positiven Effekt des sogenannten Clocking auf das Verlustverhalten von Turbinengittern, bestätigt auch durch in der realen Maschine beobachtete Leistungssteigerungen (*Arndt 1993, Sharma und Tan 1998*).

*Solomon 2000* stellte in einer Niedergeschwindigkeits-Versuchsturbine abhängig von der Clocking-Position eine drastische Veränderung der Periodizität des nachlaufinduzierten Transitionsverhaltens fest. Untersuchungen zum Thema Clocking für Verdichter führten *Saren et al. 1997, Walker et al. 1997 und Puetz et al. 1998* durch, mit dem Ergebnis einer Leistungssteigerung bzw. einer aerodynamischen Entlastung der Schaufeln abhängig von der Clocking-Position.

Einen viel größeren Einfluß auf das Strömungsverhalten hat jedoch die direkt vorgelagerte Schaufelreihe, wobei man von Rotor/Stator-Interaktion (Stator/Rotor-Interaktion) spricht. Die Berücksichtigung der Rotor/Stator-Interaktion und die Ausnutzung des positiven Effekts des beruhigten Bereichs bei Turbinen erbrachte aufgrund der höheren aerodynamischen Belastbarkeit der Schaufeln eine bis zu 15%-ige Reduzierung der Schaufelanzahl bei gleichbleibender Leistung (*Howell et al. 2000*).

Der Einfluß periodisch instationärer Zuströmung spielt auch in der Verdichterauslegung eine große Rolle, da die Schaufeln oft unter „near-stall“-Bedingungen arbeiten, wo veränderliche Strömungsverhältnisse massive Auswirkungen auf das Leistungsverhalten haben können. Allerdings kann nicht in allen Untersuchungen ein positiver Einfluß der instationären Effekte auf die Verdichterleistung bestätigt werden. Während die Meßdaten von *Halstead et al. 1995* einen positiven Effekt andeuten, ergeben die Daten von *Dong und Cumpsty 1989* einen vernachlässigbaren Einfluß. *Schultz et al. 1990* messen sogar einen 30%-igen Anstieg der Profilverluste im Mittelschnitt gegenüber dem stationären Fall.

<sup>13</sup> Clocking

Von besonderem Interesse ist die Untersuchung der periodisch instationären Effekte auf der Saugseite, da hier aufgrund der starken Strömungsverzögerung im hinteren Schaufelbereich die Verluste deutlich höher als auf der Druckseite ausfallen und zusätzlich Ablösegefahr besteht.

Auf der Basis der in Abb. 2.11 dargestellten Meßergebnisse wurde von *Halstead et al. 1995* für die unterschiedlichsten Betriebsbedingungen eine systematische Untersuchung des Grenzschichtverhaltens unter dem Einfluß von Nachlaufdellen durchgeführt. Die verschiedenen Entwicklungstendenzen der saugseitigen Grenzschicht sind in Abb. 2.14 skizzenhaft festgehalten. Das Grenzschichtverhalten für den Auslegungsfall mit den beiden in (a) markierten typischen Bereichen (nachlaufinduzierter Bereich 1 und Bereich zwischen zwei Nachlaufdellen 2) wurde bereits im Vorfeld detailliert besprochen. Am Ende des beruhigten Bereichs in S hat die Strömung wieder laminaren Charakter erlangt, und falls die ungestörte Strömung ablösegefährdet ist, besteht hier die größte Gefahr für laminare Ablösung. Daraus folgt, daß eine optimale Dellenfrequenz existiert, mit der laminare Ablösung verhindert werden kann, und zwar dann, wenn auf den Bereich S direkt der nächste nachlaufinduzierte Pfad folgt. Für diesen Fall erfolgt die Transition in beiden Bereichen im Bypass-Modus. Ist die Frequenz der Nachlaufdellen niedriger als die optimale (d), dann löst die Strömung in S laminar ab und man erhält im Bereich zwischen den Dellen eine transitionale Zone 2 mit Bypass-Transition und eine deutlich schmalere transitionale Zone 2' mit laminarer Ablöseblase.

Mit sinkender Reynoldszahl wird die Grenzschicht widerstandsfähiger gegenüber Störungen durch die Turbulenz in den Nachlaufdellen. Dadurch wird die nachlaufinduzierte Transition stromab verschoben, und der Beruhigungseffekt nimmt aufgrund des schwächeren nachlaufinduzierten Bereichs ebenfalls ab. Im Bereich zwischen den Dellen findet aufgrund des schmalen beruhigten Bereichs der Grenzschichtumschlag über eine laminare Ablöseblase statt. Durch weiteres Absenken der Reynoldszahl werden diese Bereiche laminarer Ablösung zwischen den Dellen größer. Schließlich wird auch die im nachlaufinduzierten Bereich vorherrschende Bypass-Transition durch Transition über eine laminare Ablöseblase ersetzt und die Nachlaufdellen haben nur noch einen modulierenden Einfluß auf den Grenzschichtumschlag (b), der zu jedem Zeitpunkt über eine mehr oder weniger große Ablöseblase stattfindet. Ein ähnliches Strömungsbild ist auch bei Messungen von *Lou und Hourmouziadis 2000* zu finden, wo anhand einer stromab der Meßstrecke rotierenden Versperrungsklappe ein instationäres Strömungsfeld<sup>14</sup> auf einer ebenen Platte<sup>15</sup> induziert wurde.

Bei ansteigender Schaufelbelastung reagiert die Grenzschicht aufgrund des stromauf verlagerten Machzahl-Maximums empfindlicher auf die ebenfalls intensiveren Nachlaufdellen, und der nachlaufinduzierte transitionale Bereich wird stromauf verschoben (c). Aufgrund der höheren Turbulenz wird dieser Bereich kürzer und der generierte beruhigte Bereich viel stärker und

<sup>14</sup> Hier bleibt der Turbulenzgrad konstant und das instationäre Strömungsfeld wird allein durch die Geschwindigkeitsschwankungen bestimmt.

<sup>15</sup> Durch Konturierung der oberen Kanalwand wurde eine für Turbomaschinen typische Geschwindigkeitsverteilung erzielt.

effektiver was die Transitionsverzögerung betrifft. Dafür hingegen wird der nachlaufinduzierte turbulente Bereich C sehr breit und ausgeprägt und engt somit den transitionalen Bereich zwischen den Dellen E stark ein. Transition findet überall im Bypass-Modus statt.

Die höhere Wachstumsrate der Turbulenzflecke bei Verdichterschaufeln aufgrund des positiven Druckgradienten hat einen stärker ausgebildeten, effektiveren beruhigten Bereich im Vergleich zu Turbinenschaufeln zur Folge.

Bei Berücksichtigung des Beruhigungseffekts ist es möglich, die in konventionellen Auslegungsverfahren halbempirisch und konservativ angesetzte Diffusionszahl auf dem Profil zu erhöhen und somit durch stärkere Strömungsverzögerung höhere Schaufelbelastungen ohne Strömungsablösung, also höhere Druckverhältnisse und höhere Verdichterleistung zu erhalten.

### 3. Versuchsaufbau

Das kontinuierliche Ansteigen der verfügbaren Rechnerleistung in Verbindung mit höheren Anforderungen an die Optimierung der Komponenten führt in der Turbomaschinenentwicklung zur Verdrängung der bisher verwendeten stationären Auslegungswerkzeuge durch instationäre Rechenverfahren. Aufgrund einiger bereits angesprochener Schwachstellen dieser Verfahren, wie z.B. im Bereich der Transitionsmodellierung, benötigen deren Ergebnisse jedoch definitiv noch des Experiments zur Überprüfung. Werden diese Codes anhand experimenteller Ergebnisse kalibriert und validiert, so stellen sie ein zuverlässiges Auslegungswerkzeug für eine Optimierung der gesamten Komponente dar.

Die vorliegende, vorwiegend experimentell ausgerichtete Arbeit soll einen tieferen Einblick in das Grenzschichtverhalten bei periodisch instationärer Zuströmung, speziell in die Physik des beruhigten Bereichs, geben und gleichzeitig zum Zusammenstellen einer breiten Datenbasis für die Validierung instationärer Rechenverfahren beitragen.

#### 3.1 Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal

Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal, in dem die vorgestellten experimentellen Untersuchungen durchgeführt wurden, ist einer der wenigen Gitterwindkanäle bei dem eine unabhängige Variation der strömungsmechanischen Ähnlichkeits-Kennzahlen Machzahl (Kompressibilität) und Reynoldszahl (Zähigkeit) möglich ist (*Sturm und Fottner 1985, Scholz und Hopkes 1959*). Dadurch lassen sich in dieser kontinuierlich arbeitenden Versuchsanlage mit offener Meßstrecke die Messungen unter turbomaschinenähnlichen Bedingungen durchführen, wodurch die Übertragbarkeit von Ergebnissen am Schaufelgittermodell auf die realen Verhältnisse in Turbomaschinenbeschaufelungen gewährleistet ist.

Durch entsprechende Einstellung der Verdichterdrehzahl können in der Meßstrecke Zuström-Machzahlen im Bereich  $Ma_1=0.15$  bis 1.05 erreicht werden. Die unabhängige Variation der Reynoldszahl erfolgt durch entsprechende Einstellung des Druckniveaus des in einer Druckkammer angeordneten Windkanals. Um eine konstante Zuström-Reynoldszahl einzustellen, muß die Totaltemperatur in der Druckkammer konstant gehalten werden, was das Abführen der vom Verdichter produzierten Wärme mittels einer umfangreichen Kühleinrichtung erfordert. Die wesentlichen Komponenten des Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanals (*Abb .3.1*) sind:

- Druckluftversorgung (Axialverdichter mit drosselabhängiger Nebenablaßeinrichtung und drehzahlsteuerbarer Antriebsanlage)
- Beruhigungsstrecke (Diffusor, Kühler, Vorkammer und Düse)

- Meßstrecke (Turbulenzsieb, Zuströmkanal und Schaufelgitter)
- Druckkammer

### 3.2 Aufbau und Instrumentierung der Meßstrecke

Der Einbau der untersuchten Gitter in die Meßstrecke des HGK ist aus [Abb. 3.2](#) am Beispiel des Verdichtergitters V111 ersichtlich. Die Schaufeln sind durch Paßstifte an den Seitenwandträgern fixiert, welche mit den Düsenseitenwänden über Zwischenstücke verschraubt werden. Aufgrund der Blockage der Zuströmung durch die Zahnriemen des EIZ wird die Zuströmdüse durch profilierte Holzseitenwände<sup>16</sup> verengt und die Breite des Meßbereichs von 300 mm auf 175 mm reduziert. Die Schaufelhöhe entspricht der Breite des durch die Holzseitenwände eingeeengten Meßquerschnitts und beträgt ebenfalls 175 mm. Die Höhe des Zuströmkanals wird der aktuellen Zuströmbedingung angepaßt.

Die Ermittlung des statischen Drucks der Zuströmung erfolgt in der Gittereintrittsebene an der in Strömungsrichtung gesehen linken Seitenwand jeweils mittig zwischen zwei Schaufeln. Von drei Wanddruckbohrungen wird der Mittelwert zur Ermittlung des statischen Drucks  $p_1$  herangezogen. Mit einer Pitotsonde (50 mm Eintauchtiefe) wird ebenfalls an der in Strömungsrichtung gesehen linken Seitenwand 50 mm vor der Gittereintrittsebene der Totaldruck  $p_{t1}$  gemessen.

Oberhalb der ersten und unterhalb der letzten Gitterschaufel werden Umlenkbleche montiert, die sowohl eine homogene Zuströmung als auch eine periodische Abströmwinkelverteilung des Schaufelgitters gewährleisten sollen. Über ein Vielfachmanometer, an dem neben den statischen Wanddrücken auch der gemittelte statische Druck am oberen und unteren Kanalboden angezeigt wird, kann die gleichmäßige Druckverteilung über die Gittereintrittsebene überprüft werden. Die Umlenkbleche besitzen eine dem Profilskelettlinienverlauf entsprechende Form und können im Rahmen eines Vorversuchs um ihre Vorderkante gedreht werden, um eine optimale Einstellung entsprechend den oben angegebenen Forderungen zu ermöglichen.

Der Kammerdruck  $p_K$  wird an einer strömungsberuhigten Zone innerhalb der Druckkammer des HGK gemessen. Als einziger Absolutdruck dient der Umgebungsdruck außerhalb der Druckkammer. Dieser wird zur Berechnung der Absolutdrücke herangezogen, da alle weiteren Drücke als Differenzdrücke vorliegen.

Der Turbulenzgrad der Zuströmung wird durch den Einbau des Turbulenzsiebs V1k ([Abb. 3.3](#)) am Beginn der Zuströmdüse erhöht. Mit diesem Turbulenzsieb werden in Abhängigkeit von

<sup>16</sup> Profilierung nach *Cohen und Ritchie 1962*

Reynoldszahl, Machzahl und der Höhe des Düsenendquerschnitts Zuström-Turbulenzgrade bis  $Tu_1=3\%$  erreicht.

### 3.3 Erzeuger instationärer Zuströmbedingungen

Frühere Untersuchungen (*Reichardt 1950*, fortgeführt von *Pfeil und Eifler 1975*) ergaben für die Nachläufe von Schaufelprofilen und Zylinderstäben gleichen Widerstandsbeiwertes eine ähnliche strukturelle Zusammensetzung. Einen treffenden experimentellen Nachweis für diese Ähnlichkeit lieferten *Halstead et al. 1995*, als sie bei Untersuchungen in einem Niedergeschwindigkeits-Versuchsverdichter eine Rotor-Schaukel durch einen Zylinderstab ersetzten (*Abb. 3.4*). Dargestellt ist ein Weg-Zeit-Diagramm der mit Dünnschichten im Mittelschnitt auf der Saugseite einer Statorschaukel gemessenen RMS-Schwankungsgrößen. Man erkennt deutlich die ähnliche Wirkung von Schaufelnachlauf (1) und Zylindernachlauf (2) auf das Grenzschichtverhalten der stromabliegenden Schaufelreihe. Basierend auf dieser Ähnlichkeit wurde der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal mit einem Erzeuger instationärer Zuströmbedingungen (EIZ) ausgestattet (*Abb. 3.5*), der die von einem Rotor abgehenden Nachlaufzellen mittels stromauf des Gitters bewegter Zylinderstäbe simuliert.

Die Stäbe werden zwischen zwei Zahnriemen befestigt und mit einer Maximalgeschwindigkeit von  $u_{BAR}=40$  m/s parallel stromauf der Gittereintrittsebene bewegt. Die Zahnriemen werden über je zwei Zahnscheiben umgelenkt, wobei sich ein Teil des Riemens in der Zuströmung und der andere in der Abströmung des Gitters befindet. Der Abstand zwischen den stromab bewegten Stäben und der Gitteraustrittsebene ist so gewählt, daß die Strömung in der Schaufelpassage durch die rücklaufenden Stäbe nicht gestört wird. Um die hohen Fliehkräfte aufzufangen, die bei der Umlenkung auf die Stäbe wirken, werden die Zylinderstäbe im Bereich der Zahnscheiben zusätzlich über je zwei Flachriemen geführt. Zur Minimierung der Stabschwingungen im Zu- und Abströmbereich des Schaufelgitters werden die Zahnriemen in diesen Bereichen mit Hilfe kleiner Zahnscheiben gespannt. Die die Zahnscheiben tragenden Hauptwellen sind auf einem stabilen Schweißrahmen gelagert, auf dem auch die Nebenwellen und der Antriebsmotor befestigt sind.

Die untere Hauptwelle wird über eine zusätzliche Zahnscheibe von einem Elektromotor angetrieben. Der Motor erreicht eine Drehzahl von 3000 U/min bei einer maximalen Leistung von ca. 10 kW und hat eine Regelgenauigkeit von 0.1 U/min in einem Drehzahlbereich zwischen 100 und 3000 U/min. Er ist sowohl im Rechts- als auch im Linkslauf betreibbar, um Messungen sowohl an Verdichter- als auch an Turbinengittern zu ermöglichen.

Da der Motor bei Unterdrücken bis zu 42 hPa betrieben wird, ist eine Wasserkühlung zum Abführen der anfallenden Wärmemenge notwendig, was eine Kapselung des Motors erfordert.

Eine detaillierte Beschreibung des Erzeugers instationärer Zuströmbedingungen sowie anderer konstruktiver Ansätze zur Simulation von Rotor-Nachläufen (z.B. der von *Sugeng und Fiedler*

1986 verwendete Stern-Mechanismus) mit ihren Vor- und Nachteilen liefert die Arbeit von *Acton 1998*.

Bei der Simulation von Schaufel-Nachlaufdellen durch Zylinderstäbe müssen neben dem Widerstandsbeiwert noch drei wichtige charakteristische Nachlauf-Größen berücksichtigt und für spätere numerische Ansätze sorgfältig dokumentiert werden:

- die Dellenbreite
- die Turbulenzintensität in der Delle
- das Geschwindigkeitsdefizit in der Delle

Bereits im Vorfeld dieser Untersuchungen wurden von *Acton 1998* Nachläufe von Stäben verschiedenen Durchmessers vermessen, wobei festgestellt wurde, daß die Werte der oben aufgezählten Größen nicht alle drei gleichzeitig zur Übereinstimmung mit den realen Schaufelnachlaufwerten (in diesem Fall für ein Turbinengitter) gebracht werden können. Für einen Stabdurchmesser von  $\varnothing=2$  mm kamen die obengenannten Werte den tatsächlichen Werten im Schaufelnachlauf am nächsten. Eine Voruntersuchung mit ähnlichem Ergebnis wurde auch im Falle des Verdichtergitters V111 durchgeführt (*Abb. 3.6*).

Dabei hat die Nachlaufdelle des 2 mm-Stabs die gleiche Breite, eine um 27% niedrigere Turbulenzintensität (5.5% im Stabnachlauf gegenüber 7.5% im Schaufelnachlauf) und ein um 35% geringeres Geschwindigkeitsdefizit (13% im Stabnachlauf gegenüber 20% im Schaufelnachlauf) verglichen mit dem Nachlauf des untersuchten Profils. *Halstead et al. 1995* führten detaillierte Untersuchungen zum Verlauf des Geschwindigkeitsdefizits, der Turbulenzintensität und der Dellenbreite in Abhängigkeit des mit dem Stabdurchmesser normierten Abstandes von den untersuchten Zylinderstäben durch. Für diese Ergebnisse und die von weiteren Autoren stellten *Funazaki et al. 1999* Korrelationen zur Verfügung, die die korrekte Simulation von Schaufelnachläufen mit Hilfe von Zylinderstäben erleichtern.

Neben den oben vorgestellten charakteristischen Nachlaufeigenschaften muß jedoch auch die Kinematik der Rotor/Stator-Interaktion über die Geschwindigkeitsdreiecke korrekt simuliert werden (*Banieghbal et al. 1995*). Bei der verglichen zu der hohen Zuström-Machzahl relativ geringen Stabumlaufgeschwindigkeit von maximal  $u_{\text{BAR}}=40$  m/s konnte diese Bedingung nicht erfüllt werden<sup>17</sup>, was zwar eine direkte Übertragbarkeit der gemessenen Verluste auf die reale Maschine verhindert, für die Untersuchung des instationären Transitionsverhaltens sowie die numerische Modellierung jedoch unbedeutend ist. Um die Kinematik korrekt zu simulieren, wurden zusätzliche Messungen bei niedriger Zuström-Machzahl durchgeführt, wobei hier dann wiederum die Forderung nach Berücksichtigung der Machzahl-Ähnlichkeit zurückstehen muß.

<sup>17</sup> siehe Kap. 5.2



### 3.4 Untersuchte Verdichtergitter mit Instrumentierung

#### Verdichtergitter V110

Die Qualität eines Schaufelprofils wird hauptsächlich durch die von ihm produzierten Totdruckverluste und dessen effektiven Arbeitsbereich bestimmt. Ende der 70-er Jahre wurden die bis zu dem Zeitpunkt bei der Beschaukelung eingesetzten Profildfamilien, die auf empirischer und experimenteller Basis ermittelt wurden, durch CDA-Profile ersetzt (*Hobbs und Weingold 1983*). Die Auslegung dieser Profile erfolgt numerisch unter Berücksichtigung der im Vorfeld durch das Through-Flow-Verfahren berechneten Geschwindigkeitsdreiecke sowie des Grenzschichtverhaltens, wobei zwischen inversen und direkten Verfahren unterschieden wird (*Rechter et al. 1985*).

Das inverse Verfahren berechnet aus einer vordefinierten Profil-Geschwindigkeitsverteilung mit entsprechenden geometrischen und Festigkeitsrandbedingungen bei vorgegebenen Ein- und Austrittsbedingungen die entsprechende Profilgeometrie. Bei der direkten Berechnung wird aus der vorgegebenen Profilgeometrie mit den entsprechenden Ein- und Austrittsbedingungen das Strömungsfeld berechnet, mit dem Vorteil, daß damit auch das „off-design“-Verhalten untersucht werden kann. Durch Kopplung eines der beiden Verfahren mit einem Optimierungsalgorithmus und einem Geometrieverfahren zur Beschreibung der Profilform erhält man ein automatisiertes Werkzeug für die Schaufelauslegung (*Sanz 1988, Lawerenz 1995, Köller et al. 1999*).

Bei der Auslegung von Verdichterschaufeln werden Profile mit einer „roof-top“-Machzahl-Verteilung (isentropes Machzahl-Maximum bei 15-30%  $x/l_{ax}$ ) denen mit einer „plateau-type“-Machzahl-Verteilung vorgezogen, weil sie hohe Schaufelbelastungen in Kombination mit niedrigen Verlusten erlauben und gleichzeitig ein besseres „off-design“-Verhalten aufweisen.

Das Verdichtergitter V110 (*Abb. 3.7*) wurde von *Rolls-Royce Deutschland* aus einem Stromlinienschnitt des Stators 2 des Hochdruckverdichters der BR700-Familie entwickelt. Die Profilgeometrie ist repräsentativ für die Leitrad-Bschaukelung des Hochdruckverdichters im vorderen Bereich. Sie weist eine hohe Eintritts-Machzahl bei mäßiger Umlenkung auf, wobei die Testbedingungen etwa den Bedingungen des BR710 bei 35000 ft Flughöhe entsprechen.

Aus der Verdichterschaufel wurden mit Hilfe eines Through-Flow-Verfahrens Stromlinienschnitte gewonnen, die vor der Übertragung auf das Schaufelgitter leicht modifiziert wurden. Während im Verdichterringraum eine Flächenkontraktion von etwa 13% den Schaufelschnitt beträchtlich entlastet, fällt diese beim ebenen Gitter weg, und die Belastung steigt. Da bei einem ebenen Gitter die anwachsende Seitenwandgrenzschicht auch zu einer Kontraktion führt, diese aber deutlich geringer ausfällt, wurde sicherheitshalber zur Kompensation die Profilkrümmung reduziert und die Krümmungsverteilung angepaßt.

Das so erhaltene Profil hat eine „roof-top“-Machzahl-Verteilung auf der Saugseite und einen großen Keilwinkel an der Vorderkante. Es ist so ausgelegt, daß der Formfaktor der Grenzschicht auf der Saugseite nach dem laminar-turbulenten Umschlag kontinuierlich ansteigt und im Hinterkantenbereich unter einem bestimmten Wert bleibt, um eine turbulente Ablösung zu vermeiden. Der Auslegungs-Inzidenzwinkel wird so festgelegt, daß die druck- und saugseitig auftretenden Machzahl-Spitzen an der Vorderkante auf gleichem Niveau liegen. Der in der Auslegungsrechnung im Mittelschnitt berechnete Verlauf der Grenzschichtparameter ist in Abb. 3.8 dargestellt. Die Auslegungsdaten des Verdichtergitters V110 weisen folgende Werte auf:

Zuström-Machzahl	$Ma_1$	=	0.77
Zuströmwinkel	$\beta_1$	=	136.43°
Abströmwinkel	$\beta_2$	=	114.53°
Umlenkung	$\beta_1 - \beta_2$	=	21.90°
Zuström-Reynoldszahl	$Re_1$	=	584000
Zuström-Turbulenzgrad	$Tu_1$	=	2%

Die Gitterdaten sind aus Tab. 3.1 ersichtlich. Für die Messung der zeitgemittelten statischen Drücke im Mittelschnitt auf der Profilkontur sind in die Schaufel mit der Nummer 3 (Abb. 3.2) in die Saugseite 23 und in die Schaufel mit der Nummer 5 in die Druckseite 20 Druckbohrungen mit einem Durchmesser von  $\varnothing=0.6$  mm eingebracht. Die genaue Lage der Profildruckmeßstellen ist in Abb. 3.9 veranschaulicht und kann aus Tab. 3.2 entnommen werden. Die Schaufel mit der Nummer 4 wurde saugseitig im Bereich  $x/l_{ax}=0.09$  bis  $x/l_{ax}=0.86$  mit einem 32 Sensoren enthaltenden Dünnfilm-Array beklebt, um Transitionsuntersuchungen im Mittelschnitt durchführen zu können. Die genaue Lage der Sensoren liefert Tab. 3.3.

#### Verdichtergitter V111

Das Verdichtergitter V111 (Abb. 3.7) wurde von *Rolls-Royce Deutschland* aus einem Stromlinienschnitt des Stators 6 des Hochdruckverdichters der BR700-Familie entwickelt. Die Profilgeometrie ist repräsentativ für die Leitradschaufelung des Hochdruckverdichters im hinteren Bereich und weist eine relativ niedrige Eintritts-Machzahl bei höherer Umlenkung auf.

Es handelt sich ebenfalls um ein Profil mit „roof-top“-Machzahlverteilung auf der Saugseite, dessen vorderer Bereich jedoch höher belastet ist als beim Gitter V110. Die aus der Auslegungsrechnung resultierenden Grenzschichtparameter sind in Abb. 3.10 dargestellt. Aufgrund der hier im Verdichterringraum nur geringen Flächenkontraktion wurde der Stromlinienschnitt ohne Veränderungen auf das Gitter übertragen.

Die Auslegungsdaten des Verdichtergitters V111 weisen folgende Werte auf:

Zuström-Machzahl	$Ma_1$	=	0.66
Zuströmwinkel	$\beta_1$	=	134.3°
Abströmwinkel	$\beta_2$	=	110°
Strömungsumlenkung	$\beta_1 - \beta_2$	=	24.3°
Zuström-Reynoldszahl	$Re_1$	=	584000
Zuström-Turbulenzgrad	$Tu_1$	=	2%

Es wurden die gleichen Untersuchungen wie beim Verdichtergitter V110 durchgeführt, wobei die instrumentierten Schaufeln Nummer 3 und Nummer 5 (Abb. 3.2) auf der Saugseite 27 und auf der Druckseite 20 Druckbohrungen mit einem Durchmesser von  $\varnothing=0.6$  mm enthalten. Die Gitterdaten sind aus Tab. 3.1 ersichtlich und die genaue Lage der Profildruckmeßstellen aus Abb. 3.9 bzw. aus Tab. 3.2. Die Schaufel Nummer 4 enthält im Mittelschnitt bei  $x/l_{ax}=0.015$ , 0.175, 0.275, 0.375, 0.475, 0.575 sechs Kulite-Sensoren zur Aufnahme der instationären statischen Druckschwankungen.

Für die Transitionsuntersuchungen im Mittelschnitt wurde eine weitere Schaufel saugseitig im Bereich  $x/l_{ax}=0.07$  bis  $x/l_{ax}=0.84$  mit einem 32 Sensoren enthaltenden Dünnfilm-Array beklebt. Die genaue Lage der Sensoren liefert Tab. 3.3.

Beide Verdichtergitter haben ein Kreisprofil als Vorder- und Hinterkante, wobei beim Gitter V111 aus geometrischen Gründen (die Schaufeln der hinteren Stufen sind viel kleiner) die Radien deutlich größer als im Falle des Gitters V110 sind. Das Gitter V110 ist entsprechend der Umlenkaufgabe auch deutlich weniger gewölbt (Abb. 3.7). Bei den instationären Messungen beträgt infolge der Seitenwandkontraktion das Schaufelseitenverhältnis für beide Gitter 1.75 (verglichen zu 2.0 bei V110 und 1.4 bei V111 in der realen Maschine).

## 4. Meßtechniken und Auswerteverfahren

### 4.1 Nachlauf- und Profildruckverteilungsmessungen

Auf der Abströmseite des Schaufelgitters werden im Fall ohne bewegte Zylinderstäbe im Kanalmittelschnitt hinter der mittleren Schaufel mit einer Fünfloch-Kugelpfsonde<sup>18</sup> (Abb. 4.1) die folgenden Abströmgrößen längs einer Teilung gemessen:

- örtlicher Totaldruck  $p_{t2,u}$
- örtlicher statischer Druck  $p_{2,u}$
- örtlicher Abströmwinkel  $\beta_{2,u}$

Bei den Messungen mit bewegten Stäben wird aus Zeitgründen, und um die Belastung des EIZ möglichst gering zu halten, bei Stab-Umlaufgeschwindigkeiten über  $u_{BAR}=10$  m/s anstelle der Fünflochsonde eine Nachlauf-Kammsonde (Abb. 4.1) mit 37 Druckröhrchen ( $\varnothing=0.6$  mm Innendurchmesser) im Abstand von 2.1 mm eingesetzt, die nur eine Information über die örtliche Totaldruckverteilung  $p_{t2,u}$  liefert. Der für die Berechnung des integralen Verlustbeiwertes nach Amecke (1967) benötigte örtliche statische Druck  $p_{2,u}$  wird in einem Abstand von  $x/l_{ax}=0.5$  stromab der Gitteraustrittsebene aus 11 eine Teilung abdeckenden Wanddruckbohrungen gemittelt und geht als Konstante zusammen mit dem integralen Abströmwinkel aus der Fünflochsonden-Messung bei  $u_{BAR}=10$  m/s in die Impulsmittelung ein.

Die mit einem SCANIVALVE-System im Schaufelmittelschnitt gemessenen Profildrucke  $p_x$  werden zur Berechnung der dimensionslosen Druckbeiwerte  $c_{p,x}$  und der isentropen Profilmachzahlen  $Ma_{is,x}$  herangezogen:

$$c_{p,x} = \frac{p_x - p_1}{p_{t1} - p_1} \quad (4.1)$$

$$Ma_{is,x} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \cdot \left[ \left( \frac{p_{t1}}{p_x} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (4.2)$$

Die Online-Auswertung erfolgt mit dem Programmsystem WINPANDA (Ganzert und Fottner 1996) und erlaubt die Darstellung der Nachlaufgrößen und der Profildruckverteilung sofort nach jedem Versuch auf dem Monitor. Des weiteren ist eine Offline-Auswertung möglich, um eine nachträgliche Detailuntersuchung durchzuführen.

<sup>18</sup> Kopfdurchmesser  $\varnothing=2.8$  mm

Aus den Nachlaufmeßgrößen werden die integralen Beurteilungsparameter der Schaufelgitterströmung bestimmt, wobei unter Anwendung der Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie die Größen der homogenen Abströmung ( $\beta_2$ ,  $p_2$ ,  $p_{t2}$ ,  $\rho_2$ ,  $w_2$ ) bestimmt werden. Dabei gelten die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{1}{t} \cdot \int_0^t \rho_{2,u} \cdot w_{2,u} \cdot \sin \beta_{2,u} \cdot du = \rho_2 \cdot w_2 \cdot \sin \beta_2 \quad (4.3)$$

und der Impulssatz normal zur Gitterfront

$$\frac{1}{t} \cdot \int_0^t (\rho_{2,u} \cdot w_{2,u}^2 \cdot \sin^2 \beta_{2,u} + p_{2,u}) \cdot du = \rho_2 \cdot w_2^2 \cdot \sin^2 \beta_2 + p_2 \quad (4.4)$$

sowie der Impulssatz parallel zur Gitterfront

$$\frac{1}{t} \cdot \int_0^t \rho_{2,u} \cdot w_{2,u}^2 \cdot \sin \beta_{2,u} \cdot \cos \beta_{2,u} \cdot du = \rho_2 \cdot w_2^2 \cdot \sin \beta_2 \cdot \cos \beta_2 \quad (4.5)$$

Beim Ansetzen der Impulssätze wird angenommen, daß Reibungs- und Turbulenzanteile der Normal- und Tangentialspannungen klein sind im Vergleich zu Druck- und Impulskräften. Außerdem wird vorausgesetzt, daß die Homogenisierung der Strömung adiabat und zweidimensional erfolgt. Die daraus berechneten integralen Beurteilungsparameter lauten:

$$\text{aerodynamische Umlenkung} \quad \Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \quad (4.6)$$

$$\text{statische Druckumsetzung} \quad \frac{\Delta p}{q_1} = \frac{p_2 - p_1}{p_{t1} - p_1} \quad (4.7)$$

$$\text{Totaldruckverlustbeiwert} \quad \omega = \frac{p_{t1} - p_{t2}}{p_{t1} - p_1} \quad (4.8)$$

$$\text{axiales Stromdichteverhältnis} \quad \Omega = \frac{\rho_2 \cdot w_2 \cdot \sin \beta_2}{\rho_1 \cdot w_1 \cdot \sin \beta_1} \quad (4.9)$$

## 4.2 Strömungsfeldtraversierungen im Gitternachlauf

Zur Untersuchung des Strömungsfeldes und der Abströmgrößen über die gesamte Schaufelhöhe, insbesondere im Sekundärströmungsbereich, wurden im Nachlauf des Schaufelgitters in einer Entfernung von einer halben axialen Sehnenlänge stromab der Gitteraustrittsebene Strömungsfeldtraversierungen durchgeführt. Das orthogonale Meßpunkte-Netz erstreckt sich in

Umfangsrichtung über eine komplette Schaufelteilung und in Schaufelhöhenrichtung vom Mittelschnitt bis zu einem Seitenwandabstand von 3 mm. Mit einer Fünfloch-Kugelpfsonde (Abb. 4.1) werden in jedem der 306 Netzknoten die fünf Sondendrucke  $p_{0s}$ ,  $p_{1s}$ ,  $p_{2s}$ ,  $p_{3s}$  und  $p_{4s}$  gemessen, aus denen dann mit Hilfe von Kalibrierfunktionen (Pretzsch 1986) die folgenden örtlichen Strömungsgrößen ermittelt werden (Weiß 1993):

- örtliche Machzahl  $Ma(u,z)$
- örtlicher Totaldruck  $p_t(u,z)$
- örtlicher statischer Druck  $p(u,z)$
- örtlicher Strömungswinkel in Umfangs- und Schaufelhöhenrichtung  $\beta(u,z)$ ,  $\alpha(u,z)$

Die Steuerung der Meßgeräte und die Erfassung der Daten wird während der Feldtraversierung von dem speziell für die Erfordernisse von Strömungsfeldmessungen erstellten Programm WAFPE (Lukas 1993) übernommen. Für jeden aufgenommenen Meßpunkt werden innerhalb des Programms aus den gemessenen Sondendrucke die örtlichen Strömungsgrößen und die örtlichen Verlustbeiwerte berechnet und online dargestellt. Alle gemessenen Drücke werden in eine Datei ausgeschrieben, um eine Offline-Auswertung mit dem gleichen Programm durchführen zu können. Nach der Ermittlung der Strömungsgrößen in jedem Punkt der Meßebeue werden folgende Größen bestimmt und für die graphische Darstellung aufbereitet:

- örtlicher Totaldruckverlustbeiwert

$$\omega(u,z) = \frac{p_{t1} - p_t(u,z)}{q_1} \quad (4.10)$$

- örtlicher Sekundärgeschwindigkeitsvektor, d.h. die Abweichung des örtlichen Geschwindigkeitsvektors vom Geschwindigkeitsvektor im Mittelschnitt an der entsprechenden Umfangsposition
- örtliche Wirbelstärke in Hauptströmungsrichtung (Streamwise Vorticity, SVO) gemäß Marchal und Sieverding 1977

$$SVO = \frac{I_s \cdot l}{w_1} \quad (4.11)$$

### 4.3 Instationäre Druckmeßtechnik

Die Profildruckverteilungsmessungen mit den statischen Druckbohrungen zeigen aufgrund der Dämpfung innerhalb der Verbindungsschläuche zu den Drucksensoren nur ein zeitgemittelltes Strömungsbild. Zur Messung der zeitabhängigen Profildruckverteilung wurde eine Schaufel

saugseitig von  $x/l_{ax}=0.015$  bis  $x/l_{ax}=0.575$  mit sechs Miniatur-Kulite-Drucksensoren vom Typ LQ-47 mit einem Druckbereich von 0-1.7 bar und einer Eigenfrequenz von 300 kHz instrumentiert. Um eine hohe Signalaufösung zu erhalten, erfolgte die Meßwertaufnahme nur im Wechselspannungs-Modus. Die gemessenen Druckschwankungen wurden danach auf die mit den statischen Druckbohrungen gemessenen mittleren statischen Drücke aufaddiert, um die tatsächliche instationäre Druckenvelope auf der Saugseite zu erhalten.

#### 4.4 Dünnfilmmesstechnik

Die Dünnfilmmesstechnik ermöglicht über die Reynolds-Analogie eine indirekte Messung der lokalen Wandschubspannung und somit die Detektierung des Umschlagpunktes innerhalb der Grenzschicht sowohl bei natürlicher und Bypass-Transition als auch bei Transition über eine laminare Ablöseblase.

Sie basiert auf der Messung des Wärmeübergangs zwischen einem auf der Profiloberfläche angebrachten Sensor und der Strömung. Für die Messungen wurde ein kommerzielles Dünnfilmmarray von Typ SenFlex der Fa. Tao Systems verwendet. Das Array besteht aus 32 Nickel-Sensoren mit einer Dicke von  $0.3 \mu\text{m}$ , die in einem Abstand von 2.5 mm auf eine Isolierfolie aus Polyimid aufgedampft sind und wird mit einem Spezialkleber auf die Profiloberfläche aufgeklebt. Die Sensoren können mit Hilfe eines Konstant-Temperatur-Anemometers einzeln elektrisch überhitzt werden.

Maßgebend für den Wärmeübergang ist die erzwungene Konvektion, die von der Strömung bzw. von der Wandschubspannung abhängt und somit Informationen über den Grenzschichtzustand liefert. Die Frequenzantwort des Systems ist wegen der größeren Abmessungen des Sensors niedriger als bei den Hitzdrahtsonden und erreicht ca. 15 kHz. Die Beziehung zwischen dem Wärmeübergang und der Wandschubspannung läßt sich mit Hilfe der zweidimensionalen thermischen Energiegleichung in folgender Form ausdrücken:

$$A \cdot \rho \cdot \tau_w - B \cdot \rho \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \left( \frac{T_s - T_0}{Q_s} \right) = \left( \frac{Q_s}{T_s - T_0} \right)^3 \quad (4.12)$$

Die Differenz zwischen der Sensortemperatur  $T_s$  und der Umgebungstemperatur  $T_0$  sei als  $\Delta T$  bezeichnet. Der vom Sensor abgegebene Wärmestrom entspricht der Verlustleistung an einem Ohmschen Widerstand, so daß die obige Gleichung für kleine axiale Druckgradienten in inkompressibler Strömung folgendermaßen vereinfacht werden kann:

$$G \cdot \tau_w^{1/3} = \frac{Q}{R_s} = \frac{E}{R_s} \quad (4.13)$$

Die mögliche Kalibrierung der Dünnfilme wird nicht durchgeführt, weil sie sehr aufwendig ist und in Abhängigkeit des Druckgradienten separat für laminare und turbulente Strömung durchgeführt werden müßte (Fitzgerald et al. 1998). Im Falle der hohen bei Verdichterschaukeln auftretenden Druckgradienten und der niedrigen Wandschubspannungen im Bereich von Ablöseblasen erweist sich eine solche Kalibrierung, die zusätzlich die dynamische Wechselwirkung zwischen benachbarten Sensoren berücksichtigen soll, als fast unmöglich (Howell et al. 2000). Zudem ist die Lage des Transitionsgebietes auch ohne Kalibrierung direkt aus dem Wechsellspannungsanteil der Anemometerspannungen zu ermitteln (Schröder 1985).

Der Gleichspannungsanteil des Anemometersignals  $E$  repräsentiert den mittleren abgegebenen Wärmestrom und folglich mit guter Näherung die Wandschubspannung. Wird die freie Konvektion des überhitzten Sensors bei ruhender Strömung sowie die durch Leitung und Strahlung abgegebene Wärme durch Messung der Nullspannung  $E_0$  berücksichtigt, so kann die Wandschubspannung qualitativ beschrieben werden durch:

$$\frac{E - E_0}{E_0} = f(x/l_{\alpha}) \quad (4.14)$$

Da die freie Konvektion von der Dichte des umgebenden Fluids abhängt, ist eine Bestimmung des  $E_0$ -Wertes für jeden in der Druckkammer des Windkanals vorherrschenden statischen Druck notwendig.

Die normierte mittlere quadratische Abweichung ( $RMS/E_0$ ) entspricht den stochastischen Schwankungen in der Grenzschicht und vermittelt Informationen über den Grenzschichtzustand. Niedrige Schwankungswerte kennzeichnen eine laminare Grenzschicht und hohe eine turbulente, während der Transitionsbereich durch ein ausgeprägtes Maximum charakterisiert ist. Ein kleineres relatives Maximum bzw. ein ausgeprägtes Plateau, stromauf vom absoluten, den Transitionspunkt kennzeichnenden Maximum in der RMS-Verteilung ist typisch für eine Ablöseblase und entsteht durch die aufgrund des oszillierenden Ablösepunkts ständig wechselnde Schubspannung (Haueisen et al. 1998).

Zusätzliche Informationen über die Grenzschichtentwicklung können mit Hilfe der Schiefe (oder Moment 3. Ordnung) erhalten werden, über die die Detektierung des Transitionspunktes<sup>19</sup> wesentlich leichter zu automatisieren ist als die Suche nach einem relativen Maximum bei der RMS-Verteilung.

Die digitale Erfassung und Speicherung der Meßsignale der Dünnfilme ermöglicht eine nachträgliche Verarbeitung der Rohspannungen sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich.

<sup>19</sup> als Nulldurchgang der Schiefe



Bei der instationären Dünnfilm-Meßtechnik können mit einer speziell entwickelten Meßwertaufnahme-Software Signale von bis zu 12 Dünnfilmsensoren simultan registriert werden. Aufgrund der hohen anfallenden Datenmengen wird die Meßwertaufnahme getriggert und 300 Meßblöcke mit je fünf Stabdurchläufen der gleichen Stäbe aufgenommen. Dabei löst ein Referenztrigger-Signal die Aufnahme des jeweiligen Meßblocks pro Umdrehung aus. Mit der erstellten Software (*Brunner et al. 1998*) ist es möglich, sowohl die Blockgröße pro Umdrehung (d.h. die Anzahl der aufzunehmenden Stäbe pro Umdrehung) als auch die Anzahl der zu messenden Blöcke für das Phasenmittlungs-Verfahren vorzugeben.

Der Aufbau der Dünnfilm-Meßtechnik am Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal ist aus Abb. 4.2 zu entnehmen. Insgesamt werden bei den Verdichtergittern V110 und V111 im stationären Fall jeweils 32 und im instationären Fall jeweils 24 Dünnfilm-Sensoren auf der Saugseite vermessen (Tab. 3.3).

#### 4.5 Hitzdrahtmeßtechnik

Zur Untersuchung der Schaufelgrenzschicht im Hinterkantenbereich sowie der Turbulenzintensität und des Geschwindigkeitsdefizits der Stabnachläufe wird die 1D-Hitzdrahtmeßtechnik (Abb. 4.3) angewendet, die ebenfalls auf der Messung des Wärmeübergangs zwischen einem Sensor und der Strömung basiert. Als Sensoren dienen dünne Drähte (Hitzdraht) oder mit Nickel bedampfte Quarzstäbe (Fiberfilm).

Um die Wärmeabgabe des Hitzdrahtes an seine Umgebung zu messen, wird die Konstant-Temperatur-Anemometrie eingesetzt. Der Hitzdraht ist ein Bestandteil einer Wheatstoneschen Brücke und wird konstant auf 200°C überhitzt. Das analoge Ausgangssignal des Anemometers wird mit Hilfe des Programms WINSMASH (*Wolff 1999*) aufgenommen und offline ausgewertet.

Zur Umrechnung der Anemometer-Ausgangsspannungen in Geschwindigkeiten ist eine Kalibrierung der Hitzdrähte notwendig. Diese wird vor jeder Meßkampagne und für jeden am Meßpunkt vorherrschenden statischen Druck durchgeführt, da die Fluidichte am Meßort den Wärmeübergang vom Sensor zur Strömung beeinflusst. Die Korrelation zwischen Geschwindigkeiten und Spannungen ist nichtlinearer Natur und wird mit Hilfe eines Polynoms vierten Grades approximiert.

Da die Hitzdrahtmeßtechnik keine berührungsfreie Meßtechnik ist, wurde im Falle der Grenzschichtmessungen eine spezielle Grenzschichtsonde vom Typ Dantec 55P15 (Drahtdurchmesser  $\varnothing=5\text{ }\mu\text{m}$ ) verwendet, um den Störeinfluß der Hitzdrahtsonde auf das Strömungsverhalten möglichst gering zu halten. Für die Untersuchung der Stabnachläufe hingegen wurde eine robustere Fiberfilm-Sonde vom Typ Dantec 55R01 (mit Nickel bedampfter Quarzstab,  $\varnothing=70\text{ }\mu\text{m}$ ) eingesetzt, die allerdings ein schlechteres Frequenzverhalten aufweist.

Im Falle der Grenzschichtmessungen werden an der entsprechenden axialen Meßposition entlang der Normalen zur Profilkontur ab einem Abstand  $y=0.75$  mm von der Schaufeloberfläche 40 äquidistante Meßpunkte traversiert. Gleichzeitig zu den aufgenommenen Strömungssignalen hinter den Stäben wird das Signal eines Referenztriggers registriert, das die Zuordnung von Stabposition und Strömungsverhalten ermöglicht.

Für die Berechnung der integralen Grenzschichtgrößen wird aus den gemessenen Geschwindigkeiten zunächst die Grenzschichtdicke  $\delta$  berechnet:

$$\delta(t) = y \left( \frac{u(y,t)}{u_\infty} = 0.99 \right) \quad (4.15)$$

Mit diesem Wert wird dann die Verdrängungsdicke  $\delta_1$  berechnet nach:

$$\delta_1(t) = \int_0^{\delta(t)} \left[ 1 - \frac{\rho(y,t) \cdot u(y,t)}{\rho(\delta(t),t) \cdot u(\delta(t),t)} \right] dy \quad (4.16)$$

Die Impulsverlustdicke  $\delta_2$  ergibt sich aus:

$$\delta_2(t) = \int_0^{\delta(t)} \frac{\rho(y,t) \cdot u(y,t)}{\rho(\delta(t),t) \cdot u(\delta(t),t)} \left[ 1 - \frac{u(y,t)}{u(\delta(t),t)} \right] dy \quad (4.17)$$

Aus den zwei oberen Gleichungen ergibt sich der Formfaktor:  $H_{12}(t) = \frac{\delta_1(t)}{\delta_2(t)}$

#### 4.6 Öl-Anstrichbilder

Für die qualitative Untersuchung der komplexen Strömungsvorgänge in Wandnähe haben sich bei Gitteruntersuchungen Öl-Anstrichbilder als zuverlässiges Werkzeug bewährt. Zu diesem Zweck werden Schaufeloberfläche und Gitterseitenwand mit einem Gemisch aus Weißöl, Petroleum und farbigem, fluoreszierendem Pulver bestrichen und der Strömung ausgesetzt, bis das Farbgemisch trocknet. Aufgrund der in Wandnähe vorherrschenden Schubspannungen werden die Farbgemisch-Partikel mitgerissen, wobei in Gebieten hoher Schubspannung mehr Farbe abgetragen wird als in Bereichen niedrigerer Schubspannung. Anhand der von den Partikeln zurückgelassenen Spuren kann man Rückschlüsse über Strömungsrichtung sowie über dreidimensionale Effekte wie Ablösen und Anliegen auf der Oberfläche ziehen. Da neben der Strömung selber noch Druck- und Gravitationskräfte auf die Farbpartikel wirken, sollten die Informationen aus den Bildern nicht isoliert, sondern immer im Vergleich zu anderen Messungen betrachtet werden.

Eine auftretende laminare Ablöseblase hinterläßt auf der Schaufeloberfläche einen nicht benetzten farblosen Bereich, da es in der Blase zu Ansammlungen des Farbgemisches kommt, die nur schwer abtrocknen und beim Abstellen des Windkanals auslaufen.

Mit Hilfe einseitig klebender Folien wird das entstandene Farbmuster von Schaufeloberfläche und Seitenwand abgezogen, auf Karton fixiert und anschließend eingescannt.

#### 4.7 Auswerteverfahren bei instationärer Zuströmung

Zur weiteren Analysierung der Hitzdraht- und Dünnschichtdaten im Zeit- und Frequenzbereich reicht es nicht aus, nur die zeitgemittelten Werte zu betrachten. Ein spezielles Auswerteverfahren muß die bei periodisch instationärer Zuströmung aufgenommenen Signale in ihren periodischen und ihren turbulenten Schwankungsanteil zerlegen.

*Lakshminarayana 1981* schlägt folgende Aufteilung eines zeitabhängigen Signals  $b$  vor:

$$b = \bar{b} + b' \quad (4.18)$$

Für den periodischen Anteil  $\bar{b}$  gilt<sup>20</sup>:

$$\bar{b}(t) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N b_j(t) \quad (4.19)$$

Für den turbulenten Anteil  $b'$  gilt:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N b'_j = 0 \quad (4.20)$$

Bei der Extrahierung der periodischen Komponente aus den Meßdaten wird die von *Lakshminarayana und Poncet 1974* entwickelte phasengebundene Mittelwertbildung (Phased Locked Ensemble Averaging Technique) angewendet, wobei über eine ausreichend große Anzahl von Signalen gemittelt werden muß, die zueinander und zur Stabdurchlaufrfrequenz in Phase sind. Bei den hier vorgestellten Messungen wird die Phasenmittelung aus 300 Stabdurchläufen über jeweils die gleichen fünf Stabteilungen durchgeführt.

Die Berechnung der mittleren quadratischen Abweichung (RMS) erfolgt nach:

$$\sqrt{\bar{b'^2}}(t) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N (b_j(t) - \bar{b}(t))^2} \quad (4.21)$$

<sup>20</sup> mit N=Anzahl der Perioden über die gemittelt wird

Während bei den Dünnfilmmessungen  $b$  zum Beispiel die Anemometer-Ausgangsspannung  $E$  bezeichnet, kann  $b$  bei den Hitzdrahtmessungen für die Geschwindigkeit  $u$  stehen und erlaubt somit die Berechnung der Turbulenzintensität:

$$\tilde{T}u(t) = \frac{1}{\bar{u}(t)} \cdot \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N (u_j(t) - \bar{u}(t))^2} \quad (4.21)$$

Eine weitere statistische Größe, die Einblicke in das instationäre Grenzschichtverhalten bietet, ist die Schiefe, die anhand folgender Beziehung berechnet wird:

$$\tilde{\mu}_3(t) = \frac{1}{(\bar{E}(t))^3} \cdot \frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N (E_j(t) - \bar{E}(t))^3 \quad (4.22)$$

## 5. Experimentelle Untersuchungen

Im Vorfeld der instationären Untersuchungen wurde das „design“- und „off-design“-Verhalten der beiden bei *Rolls-Royce Deutschland* ausgelegten Verdichtergitter bei stationärer Zuströmung detailliert analysiert. Dabei ist anzumerken, daß diese Voruntersuchungen bei stationärer Zuströmung nicht mit der Einbaukonfiguration für den EIZ erfolgten, sondern mit der Standardkonfiguration ohne verengte Zuströmdüse und mit einer Schaufelhöhe von 300 mm. Bei verschiedenen Machzahl-, Reynoldszahl- und Zuströmwinkelkombinationen wurde für die beiden Gitter anhand der integralen Beurteilungsparameter die Gittercharakteristik bestimmt sowie das Strömungsfeld innerhalb des Schaufelgitters und im Schaufelnachlauf untersucht (Teusch 1997 und Teusch 1999).

Zur genaueren Analyse des Strömungsfeldes und der Wirbelstrukturen im Schaufelnachlauf sind in Abb. 5.1 und Abb. 5.2 für die beiden untersuchten Verdichtergitter jeweils über die halbe Schaufelhöhe die gemessenen Totaldruckverlustbeiwerte sowie die SVO-Verteilung mit überlagerten Sekundärgeschwindigkeitsvektoren dargestellt. Die Messungen erfolgten in einem Abstand von  $x/l_{ax}=0.5$  stromab der Gitteraustrittsebene. Die Strömungsfeldtraversierungen zeigen über 80% der Schaufelhöhe vom Mittelschnitt in Richtung Seitenwand ein schmales Verlustband, das die Grenzschicht- und Mischungsverluste der Profilumströmung enthält. In der Ecke zwischen Saugseite und Seitenwand kommt es als Resultat des Transportes von energiearmem Material durch die Querkanalströmung in die saugseitige Ecke zu einem drastischen Anstieg und einer Ansammlung der Totaldruckverluste. In der SVO- und Sekundärgeschwindigkeitsvektoren-Verteilung erkennt man deutlich Kanal- (1) und Hinterkantenwirbel (2). Das Ölanstrichbild der Saugseite gibt zusätzlichen Aufschluß über die Position und Größe der laminaren Ablöseblase (mit Pfeil markierter, nicht mit Ölanstrichfarbe benetzter Bereich) sowie über die saugseitige Eckenablösung, markiert durch die Eckenablöselinie SL4. Die aus Nachlauftraversierungen im Mittelschnitt für beide Verdichtergitter ermittelte Gittercharakteristik zeigt ein für Verdichterschaukeln typisches Verhalten mit einer Einschränkung des effizienten Arbeitsbereichs bei Erhöhung der Zuström-Machzahl.

### 5.1 Meßprogramm

Für die Untersuchung des instationären Transitionsverhaltens sowie die Bereitstellung einer breiten Datenbasis zur Validierung instationärer Rechenverfahren wurde für beide Verdichtergitter ein umfangreiches Meßprogramm aufgestellt und erfolgreich durchgeführt. Neben den Zuströmgrößen Mach- und Reynoldszahl wurde über die Änderung von Stababstand und Stabgeschwindigkeit die reduzierte Frequenz variiert und der Einfluß dieser Größen auf das instationäre Transitionsverhalten analysiert.

Im Falle des Verdichtergitters V110 wurden für die Bestimmung des zeitgemittelten Verlustverhaltens sowie der Profildruckverteilung und der Position und Größe der laminaren saugseitigen Ablöseblase Nachlaufraversierungen und Profildruckverteilungs-Messungen im Mittelschnitt durchgeführt. Ein detaillierter Einblick in das multimodale Transitionsverhalten erfordert zu jedem Zeitpunkt die Kenntnis des Strömungsverhaltens über der gesamten Saugseitenoberfläche. Diese zeitgenaue Erfassung der Transitionsphänomene auf der Schaufeloberfläche wurde mit Hilfe der simultanen Dünnschichtmeßtechnik realisiert. Eine akkurate Dokumentierung der Zuströmbedingungen (Turbulenzintensität, Geschwindigkeitsverteilung) in der Gittereintrittsebene unter dem Einfluß der Nachlaufdellen erfolgte mit Hilfe der 1D-Hitzdrahtmeßtechnik. Die detaillierte Meßmatrix ist in Tab. 5.1 zusammengefaßt<sup>21</sup>.

Zusätzlich zu den bereits oben aufgezählten Messungen wurde im Falle des Verdichtergitters V111 zur Untersuchung der periodisch wechselnden Schaufelbelastung noch mittels Kulite-Sensoren die instationäre Druckverteilung auf der Saugseite gemessen. Neben den Dünnschichtmessungen, die nur Informationen über das Strömungsverhalten in unmittelbarer Nähe der Schaufeloberfläche liefern, sollen Grenzschichttraversierungen mit einer 1D-Hitzdrahtsonde einen ausführlicheren Einblick in das Grenzschichtverhalten im saugseitigen Hinterkantenbereich ermöglichen. Genauere Auskunft über das Meßprogramm für das Gitter V111 liefert Tab. 5.2.

Bei allen Untersuchungen wurde der geometrische Zuströmwinkel<sup>22</sup> für beide Gitter konstant gehalten und betrug  $\beta_{\text{geo}}=136.3^\circ$ .

## 5.2 Zuströmung

Im Rahmen von Voruntersuchungen und aufgrund von Vergleichen mit Ergebnissen des 2D Euler-Grenzschichtrechenverfahrens MISES wurde festgestellt, daß der geometrisch in der Meßstrecke eingestellte Zuströmwinkel  $\beta_{\text{geo}}$  nicht mit dem tatsächlichen aerodynamischen Zuströmwinkel  $\beta_1$  übereinstimmt (*Teusch 1998*).

Die Veränderung des Zuströmwinkels im Vorfeld eines Verdichtergitters wurde auch von *Hübner 1996* beschrieben und ist durch die aus dem Gitter in die Zuströmung wirkende Seitenwandkontraktion der unter dem Druckanstieg aufdickenden Seitenwandgrenzschichten begründet. Da diese zu einer Beschleunigung der Axialgeschwindigkeit vor, in und hinter dem Gitter führt, während die Umfangskomponente unbeeinflusst bleibt, liegt im Mittelschnitt ein etwas kleinerer und an der Seitenwand ein etwas größerer Zuströmwinkel vor als der durch die Meßstrecke vorgegebene.

Diese Winkelabweichung wird zusätzlich durch die aus konstruktiven Gründen nicht vollständige Abdichtung zwischen oberer bzw. unterer Kanalwand und Schaufelgitter beeinflusst. Mit einer Fünflochsonde wurde eine halbe Sehnenlänge stromauf der Gittereintrittsebene mittig

<sup>21</sup> 0 m/s markiert den stationären Fall ohne bewegte Stäbe in der Zuströmung

<sup>22</sup> Unterschied zwischen  $\beta_1$  und  $\beta_{\text{geo}}$  wird in Kap. 5.3 erläutert

zwischen zwei Schaufeln der tatsächliche Zuströmwinkel bei allen geometrisch eingestellten Winkeln gemessen und eine mittlere Abweichung von  $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_{l_{\text{geo}}} = -2^\circ$  festgestellt.

Im Vorfeld ist noch anzumerken, daß bei den untersuchten hohen Zuström-Machzahlen die vom EIZ maximal erreichbare Stabgeschwindigkeit von  $u_{\text{BAR}} = 40 \text{ m/s}$  zu niedrig ist, um die tatsächliche Umfangsgeschwindigkeit aus der Maschine zu simulieren, sodaß das Geschwindigkeitsdreieck sehr flach ausfällt. Deshalb wurden zusätzlich Messungen bei niedriger Zuström-Machzahl durchgeführt, um ein realistisches, in der Turbomaschine vorkommendes Geschwindigkeitsdreieck zu simulieren.

Abb. 5.3 enthält am Beispiel des Verdichtergitters V111 eine skizzenhafte Darstellung der Geschwindigkeitsdreiecke ohne und mit vorbeiziehender Stab-Nachlaufdele für eine niedrige Zuström-Machzahl ( $Ma_1 = 0.15$ ) und eine hohe ( $Ma_1 = 0.66$ ).

Für das stromab liegende Verdichtergitter ändert sich die relative Anströmrichtung während des Vorbeiziehens der Stab-Nachlaufdele gegenüber der Richtung der Hauptströmung (durchgezogene Linie) im Relativsystem nur minimal (zunächst eine Mehr- und dann eine Minderumlenkung beim Vorbeiziehen der Delle,  $\Delta\beta_{\text{max}} \approx 2^\circ$ ). Die Relativgeschwindigkeit  $W$  wird jedoch deutlich (um bis zu 20%) reduziert. Die Vervollständigung des instationären Vektordiagramms (gestrichelte Linien) mit der Stabumlaufgeschwindigkeit zeigt jedoch, daß die vorbeiziehende Delle eine deutliche Veränderung der Absolutgeschwindigkeit  $C$ , aber vor allem des absoluten Anströmwinkels  $\alpha$  und somit eine Veränderung des Inzidenzwinkels zum Verdichtergitter<sup>23</sup> bewirkt.

Aufgrund der niedrigen Stabumlaufgeschwindigkeit fällt das Geschwindigkeitsdreieck im Falle der weiter unten dargestellten hohen Zuström-Machzahl sehr flach aus, mit dem Resultat, daß die Nachlaufdellen fast parallel zu den Schaufeln durch die Schaufelpassage wandern, während sie im Falle der niedrigen Zuström-Machzahl fast senkrecht auf die Schaufelaußenseite auftreffen. Bei der hohen Machzahl „legt“ sich die Delle beim Durchqueren der Passage um einen Großteil der Schaufeloberfläche, während im Realfall die Schaufeloberfläche von mehreren Dellen gleichzeitig „benetzt“ wird (zur Veranschaulichung siehe Abb. 6.19).

Die Untersuchung der physikalischen Grundlagen der instationären Transition sowie die Validierung numerischer Verfahren wird dadurch nicht beeinflusst, allerdings sind die bei hoher Zuström-Machzahl gemessenen Verluste nicht unmittelbar auf die reale Turbomaschine übertragbar.

Für beide untersuchten Verdichtergitter wurde durch Strömungsvisualisierung mittels der Ölanstrichtechnik der 2D-Charakter der Mittelschnittsströmung im Falle des durch die Seitenwandverengung auf  $h = 175 \text{ mm}$  reduzierten Kanalquerschnitts bestätigt (in Abb. 5.4 beispielhaft für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1 = 0.6$ ,  $Re_1 = 584000$  dargestellt). Im Seitenwand-

<sup>23</sup> positive Inzidenz beim Auftreffen der Delle

Anstrichbild erkennt man im Vorderkantenbereich die Ablöselinie der Vorgrenzschicht **SL1**, die saugseitig auf das Profil auftrifft und druckseitig durch die Querkanalströmung zur Saugseite der nächsten Schaufel umgelenkt wird, wo sie auf die Ecken-Ablöselinie **SL2** trifft. **SL3** markiert die Hinterkanten-Ablöselinie. Auf der Schaufelsaugseite erkennt man eine starke Kontraktion der Strömung und eine deutlich abgrenzbare laminare Ablöseblase. Die Linie der Eckenablösung **SL4** entsteht (wie auch **SL2** an der Seitenwand) aus einem Rückströmgebiet, in das Fluidmaterial aus der Querkanalströmung und aus der Hinterkantenumströmung von Druck- zu Saugseite einfließt.

### 5.3 Nachlauf- und Profildruckverteilungsmessungen

Um die zeitgemittelten Verluste und die zeitgemittelten sowie zeitabhängigen Charakteristika der Profilmströmung beurteilen zu können, wurden die Totaldrücke im Nachlauf bzw. die statischen Drücke auf der Profiloberfläche gemessen.

#### 5.3.1 Nachlaufmessungen

Wie bereits in Kap. 4.1 erwähnt, wurde bei Stabgeschwindigkeiten von  $u_{\text{BAR}}=0$  m/s (stationäre Zuströmung ohne bewegte Stäbe) und  $u_{\text{BAR}}=10$  m/s im Mittelschnitt, eine halbe axiale Sehnenlänge stromab der Gitteraustrittsebene eine Fünflochsonde über eine Schaufelteilung transversiert. Bei den restlichen Stabgeschwindigkeiten wurden die Totaldrücke im Nachlauf mit Hilfe einer Nachlauf-Kammsonde gemessen.

Um die Zuverlässigkeit der Nachlauf-Kammsonde zu testen, wurde bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{\text{BAR}}/t=1.31$ <sup>24</sup> und  $u_{\text{BAR}}=10$  m/s am Gitter V110 eine Vergleichsmessung mit der Fünflochsonde durchgeführt (Abb. 5.5), die eine sehr gute Übereinstimmung der Totaldruckverlustbeiwerte<sup>25</sup> beider Meßtechniken zeigt ( $\omega_{\text{NLK}}=0.0420$ ,  $\omega_{\text{FLS}}=0.0419$ ).

Abb. 5.6 enthält die für beide Gitter gemessenen zeitgemittelten Verläufe des lokalen Totaldruckverlustbeiwertes in Umfangsrichtung abhängig von der Reynoldszahl, der Stabteilung und der Stabgeschwindigkeit.

Bei der niedrigen Reynoldszahl (links) wird im Falle der instationären Zuströmung die Nachlaufdelle schmaler, und das Verlustmaximum liegt aufgrund der zeitweisen Unterdrückung der laminaren Ablöseblase<sup>26</sup> tiefer als bei ungestörter Zuströmung ( $u_{\text{BAR}}=0$  m/s), wobei die Verlustreduzierung eindeutig auf der Saugseite stattfindet. Vergleichende stationäre MISES-Rechnungen ergaben auf der Druckseite einen sehr frühen Grenzschichtumschlag, so daß der

<sup>24</sup>Es wurden grundsätzlich zwei Stabteilungen untersucht  $t_{\text{BAR}}=80$  mm und  $t_{\text{BAR}}=40$  mm. Diese ergeben auf die Gitterteilung bezogen die Werte  $t_{\text{BAR}}/t=1.31$  und  $t_{\text{BAR}}/t=0.65$  für des Gitter V110 bzw.  $t_{\text{BAR}}/t=1.06$  und  $t_{\text{BAR}}/t=0.53$  für das Gitter V111.

<sup>25</sup>sowohl lokale als auch integrierte Werte

<sup>26</sup>siehe später in Abb. 5.8 und Abb. 5.9



Einfluß der periodisch instationären Zuströmung auf die bereits ab  $x/l_{ax}=0.1$  vollturbulente Strömung gering ist.

Im Falle der hohen Reynoldszahl (rechts) bleibt das lokale Totaldruckverlustmaximum in etwa auf gleichem Niveau, die Delle wird jedoch breiter als bei homogener Zuströmung, wobei die zusätzlichen Verluste sowohl auf der Saugseite als auch auf der Druckseite produziert werden. Was den Einfluß der Stabteilung auf das Verlustverhalten anbelangt, so produziert bei hoher Reynoldszahl die hohe bezogene Teilung<sup>27</sup> eindeutig die geringeren Verluste, während bei der niedrigen Reynoldszahl kein eindeutiger Trend erkennbar ist. Eine Variation der Stabgeschwindigkeit ergab keine erkennbare Verhaltensänderung des lokalen Totaldruckverlustbeiwertes, da die Geschwindigkeitsänderung im Verhältnis zu der absoluten Zuströmgeschwindigkeit nur gering ist und somit das Geschwindigkeitsdreieck nur minimal verändert.

Abb. 5.7 zeigt die aus den obigen Nachlaufraversierungen für beide Verdichtergitter berechneten zeitgemittelten integralen Totaldruckverlustbeiwerte in Abhängigkeit von der Stabgeschwindigkeit. Neben unterschiedlichen Zuström-Mach- und -Reynoldszahlen wurden auch verschiedene Stabteilungen untersucht. Bei niedriger und hoher Zuström-Reynoldszahl zeigen die Verluste bei periodisch instationärer Zuströmung ein entgegengesetztes Verhalten gegenüber den Verlusten bei homogener Zuströmung.

Im Falle der niedrigen Reynoldszahl sind die Totaldruckverlustbeiwerte bei periodisch instationärer Zuströmung um bis zu 20% geringer als bei homogener Zuströmung ( $u_{BAR}=0$  m/s). Diese niedrigeren Totaldruckverluste sind darauf zurückzuführen, daß die Ausdehnung der laminaren Ablöseblase deutlich reduziert wird<sup>28</sup> und der positive Effekt des beruhigten Bereiches den negativen Effekt der frühen Transition im nachlaufinduzierten Pfad, mit einer hohen turbulenten Lauflänge und somit auch einer sehr dicken turbulenten Grenzschicht, überwiegt.

Im Falle der hohen Reynoldszahl steigen die Totaldruckverlustbeiwerte bei periodisch instationärer Zuströmung linear mit der Stabgeschwindigkeit an und sind bei der kleinen bezogenen Stabteilung um bis zu 30% höher als bei homogener Zuströmung. Aufgrund ihrer langen turbulenten Lauflänge produziert die stark aufgedickte turbulente Grenzschicht im nachlaufinduzierten Pfad sehr hohe Verluste, die auch durch den Beruhigungseffekt nicht kompensiert werden können. Zusätzlich spielen bei dieser Zuström-Reynoldszahl auch die bereits in Abb. 5.6 beobachteten, leicht angestiegenen Verluste auf der Druckseite eine Rolle. Aufgrund der im stationären Fall nur kleinen Ablöseblase auf der Saugseite sind auch von ihrer zeitweisen Unterdrückung keine nennenswerten Verlustreduzierungen zu erwarten.

Allgemein sind die Totaldruckverluste bei der hohen bezogenen Stabteilung niedriger als bei der niedrigen bezogenen Stabteilung. Der Unterschied ist bei der kleinen Reynoldszahl (z.B.

<sup>27</sup> Mit hoher bezogener Teilung ist immer  $t_{BAR}/t=1.31$  für das Gitter V110 bzw.  $t_{BAR}/t=1.06$  für das Gitter V111 gemeint, während niedrige bezogene Teilung  $t_{BAR}/t=0.65$  für das Gitter V110 bzw.  $t_{BAR}/t=0.53$  für das Gitter V111 bedeutet.

<sup>28</sup> siehe Kap. 5.3.2

bei V111,  $Ma_1=0.66$ ) minimal<sup>29</sup>, macht sich jedoch bei hoher Reynoldszahl deutlich bemerkbar, wo die Verluste bei hoher bezogener Stabteilung eigentlich fast auf dem Niveau derer bei ungestörter Zuströmung bleiben, während sie bei niedriger bezogener Stabteilung steil ansteigen. Auch *Schulte 1995* bemerkte im Rahmen von Turbinengitter-Messungen bei hohen Reynoldszahlen eine Verlusterhöhung mit steigender reduzierter Frequenz, während bei niedrigen Reynoldszahlen eine Verlustabsenkung eintrat.

Die Verlustverläufe zeigen für die beiden untersuchten Zuström-Machzahlen den gleichen Trend, mit dem erwarteten ansteigenden Niveau bei steigender Machzahl.

### 5.3.2 Zeitgemittelte Profildruckverteilungen

Mit der in Kap. 4.1 beschriebenen Meßtechnik und der Instrumentierung aus Kap. 3.4 wurden im Mittelschnitt mittels Profildruckbohrungen (Abb. 3.8, Tab. 3.2) die statischen Drücke auf der Schaufeloberfläche gemessen und in Form der isentropen Machzahl-Verteilung dargestellt. Dabei handelt es sich aufgrund der Dämpfung in den langen Schlauchverbindungen zu den Drucksensoren um eine gemittelte Profildruckverteilung.

In Abb. 5.8 bzw. Abb. 5.9 sind die zeitgemittelten isentropen Machzahl-Verteilungen für das Verdichtergitter V110 bzw. V111 in Abhängigkeit der bereits bei den Nachlauftraversierungen untersuchten Größen Reynoldszahl, Stabteilung und Stabgeschwindigkeit dargestellt.

Bei der niedrigen Reynoldszahl  $Re_1=200000$  wird die im Falle homogener Zuströmung ( $u_{BAR}=0$  m/s) bei beiden Gittern stark ausgebildete saugseitige laminare Ablöseblase (charakterisiert durch das lokale Plateau im Verzögerungsbereich) leicht stromauf verschoben und deutlich verringert, jedoch nicht gänzlich unterdrückt. Im Falle der kleinen bezogenen Stabteilung ist die zeitgemittelte Ablöseblase kleiner, wird also wie erwartet effektiver unterdrückt. Aufgrund der höheren reduzierten Frequenz hat sie nicht genug Zeit sich komplett zurückzubilden, bis sie durch den nächsten nachlaufinduzierten Bereich erneut unterdrückt wird.

Bei der hohen Reynoldszahl  $Re_1=584000$  wird die bei homogener Zuströmung nur schwach ausgebildete laminare Ablöseblase unter dem Einfluß der stromauf gebildeten Nachlaufdellen im Falle des Gitters V111 komplett und für das Gitter V110 fast gänzlich unterdrückt, wobei erneut bei kleiner bezogener Stabteilung die Unterdrückung der Ablöseblase effektiver ist.

Eine interessante Beobachtung ist, daß der zeitgemittelte Totaldruckverlustbeiwert bei größerer bezogener Stabteilung niedriger ist (siehe Abb. 5.7), obwohl die Profildruckverteilungsmessungen belegen, daß die laminare Ablöseblase bei der niedrigen bezogenen Stabteilung effizienter unterdrückt wird. Das verdeutlicht erneut, daß neben der Verringerung der Ablöseblase das Verlustverhalten bei instationärer Zuströmung noch von anderen Faktoren (turbulente Lauflänge, Beruhigungseffekt) beeinflusst wird. Diese Ergebnisse bestätigen die

<sup>29</sup> war auch in den lokalen Totaldruckverlusten Abb. 5.6 nicht eindeutig erkennbar

Feststellung von *Schulte und Hodson 1997*, daß eine optimale Stabteilung, die laminare Ablösung im Bereich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Dellen verhindert, nicht unbedingt ein Verlustoptimum darstellt. Der Hauptgrund dafür ist wohl, daß über die Zeit betrachtet ein größerer Bereich der Schaufeloberfläche mit transitionaler und turbulenter Strömung bedeckt ist als im Falle einer höheren Stabteilung.

Ein Einfluß der Stabgeschwindigkeit ist aufgrund der minimalen Änderung der Geschwindigkeitsdreiecks-Geometrie nicht erkennbar.

### 5.3.3 Instationäre Profildruckverteilungen

Abb. 5.10 und Abb. 5.11 zeigen die mit Kulite-Sensoren gemessenen phasengemittelten Weg-Zeit-Diagramme der saugseitigen bezogenen Profildruckverteilung für das Gitter V111 bei  $Re_1=200000$  bzw.  $Re_1=584000$  und  $Ma_1=0.66$ ,  $t_{BAR}/t=1.06$  und  $u_{BAR}=20$  m/s. Aufgezeichnet wurde nur der Wechselspannungsanteil der Druckschwankungssignale für die fünf Kulite-Sensoren<sup>30</sup> auf der Saugseite, um eine höhere Signalaufösung zu erhalten. Die Auftreffposition der Nachlaufdelle auf die Profilvorderkante ist mit der Geraden T2 markiert. An dieser Position entsteht im saugseitigen Vorderkantenbereich eine Zone mit einem Druckminimum<sup>31</sup>. Aufgrund der Inzidenzerhöhung infolge der instationären Geschwindigkeitskomponente in der Nachlaufdelle gibt es in diesem Bereich eine Abnahme des statischen Drucks (im druckseitigen Vorderkantenbereich eine Druckerhöhung). Die instationäre Geschwindigkeitskomponente im Bereich zwischen zwei Dellen bewirkt eine Inzidenz-Reduzierung und somit im saugseitigen Vorderkantenbereich ein Druckmaximum.

Die oben beschriebenen Effekte wurden auch von *Fan und Lakshminarayana 1994* mit einem instationären gekoppelten Euler-Grenzschichtrechenverfahren berechnet (Abb. 5.12) und im Detail analysiert. Die Amplituden der Druckschwankungen sind im Vorderkantenbereich maximal und nehmen weiter stromab ab. Der Grund dafür nach *Fan und Lakshminarayana 1994* ist, daß durch das Zerhacken der Nachlaufdellen im Vorderkantenbereich die Impulsschwankungen innerhalb der Strömung am größten sind. Das beim Durchgang der Delle weiter stromab liegende Druckmaximum, das auch in den Messungen erkennbar ist, wird durch die mittels des „negative jet“-Effektes entstehenden Wirbel erklärt, wobei auf der Saugseite durch das Geschwindigkeitsdefizit in der Delle der vorlaufende, in Uhrzeigerrichtung drehende Wirbel verstärkt wird. Dieser seinerseits bewirkt eine Reduzierung der lokalen Geschwindigkeit auf der Profiloberfläche und somit eine Druckerhöhung. Andererseits könnte diese Druckerhöhung auch eine Folge der durch die nachlaufinduzierte Transition verringerten Ablöseblase sein. Die zusätzlich berechneten Druckschwankungen im Hinterkantenbereich (Abb. 5.12) aufgrund der instationären Abströmwinkel-Änderung konnten in der Messung wegen fehlen-

<sup>30</sup> der 6. Sensor bei  $x/l_{sk}=0.275$  wurde bei der Instrumentierung beschädigt

<sup>31</sup> bzw. ein lokales Druckmaximum im druckseitigen Vorderkantenbereich

der Instrumentierung nicht nachgewiesen werden. Normiert man die Druckschwankungen mit dem Totaldruck, so haben sie für beide Reynoldszahlen die gleiche Größenordnung.

Indem diese gemessenen Wechselspannungssignale auf die jeweiligen zeitgemittelten statischen Drücke aus den Messungen mit den statischen Druckbohrungen aufaddiert werden, kann eine instationäre Druckenveloppe für die Saugseite erstellt werden. Die instationären Druckverläufe sind für drei Zeitschnitte während einer Stabdurchlaufperiode (**T1**, **T2**, **T3**) bei beiden untersuchten Reynoldszahlen dargestellt. Zum Vergleich ist auch die mit statischen Druckbohrungen aufgenommene zeitgemittelte Druckverteilung ( $P_{\text{Mean\_bar}}$ ) den instationären Absolutdrücken überlagert.

Bei beiden Reynoldszahlen ist das Signal des ersten Sensors ( $x/l_{ax}=0.015$ ), der sich im Beschleunigungsbereich mit negativem Druckgradienten befindet, um  $180^\circ$  phasenverschoben zu den restlichen Signalen. Die anderen, im Bereich mit positiven Druckgradienten befindlichen Sensoren ( $0.175 < x/l_{ax} < 0.575$ ), schwingen alle in Phase. Die Phasenverschiebung zwischen dem Vorderkanten-Sensor und den weiter stromabliegenden kann daraus erkannt werden, daß sich die Kurven vor Sensor 2 schneiden, was auf eine periodisch wechselnde Schaufelbelastung unter dem Einfluß der Nachlaufdüellen hinweist.

Allerdings kann aus der Druckenveloppe im Falle der niedrigen Reynoldszahl im Gegensatz zu den weiter unten vorgestellten Dünnfilmergebnissen zu keinem Zeitpunkt eine komplette Unterdrückung der Ablöseblase erkannt werden.

#### 5.4 Dünnfilmmessungen

Bereits Addison und Hodson 1989 stellten anhand von aus Hitzdrahtmessungen für verschiedene Höhen über der Schaufeloberfläche dargestellten Weg-Zeit-Diagrammen fest, daß das Transitionsverhalten abhängig vom Abstand über der Schaufeloberfläche variiert. Der Unterschied zwischen dem mit Dünnfilmen in unmittelbarer Nähe der Schaufeloberfläche gemessenen Transitionsverhalten und dem mit Hitzdrähten im mittleren Grenzschichtbereich gemessenen ist jedoch nur geringfügig, so daß der Einsatz der Dünnfilmeßtechnik für diese Grenzschichtuntersuchungen berechtigt ist und neben dem deutlich geringeren Meßaufwand zuverlässige Ergebnisse liefert.

Die mittlere Schaufel beider Verdichtergitter wurde saugseitig im Mittelschnitt mit 32 Dünnfilmsensoren bestückt, deren genaue Position Tab. 3.3 zu entnehmen ist. Die Dünnfilmfolie wurde ungefähr 5 mm stromab der Vorderkante auf die Saugseite aufgeklebt und die dabei entstehende kleine Oberflächenunebenheit mit Harz vergossen. Da sich der Folienübergang im Bereich stark beschleunigter Strömung befindet, wurde das Strömungsverhalten nur minimal beeinflusst, was anhand der guten Übereinstimmung von gemessenem Ablöse-, Transitions-

und Wiederanlegepunkt mit den Werten aus der Druckverteilungsmessung nachgewiesen werden konnte (*Teusch 1998*).

Für den Betrieb der Sensoren wurde eine Überhitzungstemperatur von  $\Delta T = 60^\circ\text{C}$  gewählt, ein Erfahrungswert, der einen optimalen Kompromiß zwischen Signalqualität und Lebensdauer der Sensoren darstellt (*Römer 1990, Hauelsen 1996*).

#### 5.4.1 Transitionsverhalten bei homogener Zuströmung

Im Falle der Messungen bei homogener Zuströmung wurden die Meßwerte in drei Blöcken (jeweils 12, 12 und 8 simultan registrierte Werte) mit einer Abtastfrequenz von 40 kHz pro Kanal aufgenommen. Ausgewertet wurden dabei der Gleichspannungsverlauf anhand der Quasi-Wandschubspannung  $(E - E_0)/E_0$ , der Wechsellspannungsverlauf durch die mit  $E_0$  normierten RMS-Schwankungswerte sowie die Schiefe und das Zeit- und Frequenzverhalten der Sensoren.

Je nach Art der Transition kann man zwei typische Verhaltensmuster der Dünnfilm-Sensoren erkennen. Bei natürlicher bzw. Bypass-Transition (*Abb. 5.13* am Beispiel des Verdichtergitters V111) zeigt der Verlauf der Quasi-Wandschubspannung  $(E - E_0)/E_0$ , der qualitativ dem Schubspannungsverlauf auf dem Profil entspricht, zunächst einen Anstieg und dann ein Abfallen mit zunehmender Grenzschichtdicke im laminaren Bereich, ein sprunghaftes Ansteigen im Transitionsbereich und danach einen leichten Abfall in der turbulenten Grenzschicht. Der transitionale Bereich erstreckt sich zwischen Minimum und Maximum der Schubspannung, wobei der steilste Gradient im Verlauf dem Transitionspunkt entspricht.

Der normierte Wechsellspannungsanteil des Anemometersignals  $\text{RMS}/E_0$  entspricht den turbulenten Schwankungswerten in der Grenzschicht. Der RMS-Verlauf ist waagrecht im laminaren Bereich, steigt beim Auftreten von Instabilitäten in der Grenzschicht bis zu einem Maximum im Transitionspunkt an (wo die Schwankungsfrequenz zwischen laminar und turbulent am höchsten ist) und fällt danach wieder auf ein waagrechtes Niveau für die turbulente Grenzschicht ab, welches etwas oberhalb dem der laminaren Grenzschicht liegt.

*Abb. 5.14* zeigt am Beispiel des Verdichtergitters V111 ein repräsentatives Ergebnis einer Dünnfilmmessung bei homogener Zuströmung für einen Strömungszustand, bei dem der Grenzschichtumschlag über eine laminare Ablöseblase erfolgt.

Im diesem Fall bildet sich im RMS-Verlauf vor dem globalen Maximum ein kleines lokales Maximum oder ein Plateau aus, das auf den laminaren Ablösepunkt hinweist und durch instationäre Strömungsvorgänge im Bereich der Ablösung hervorgerufen wird. Der Transitionspunkt entspricht dem globalen Maximum, während das Ende des abfallenden Astes der RMS-Kurve den Wiederanlegepunkt kennzeichnet. Sinkt der RMS-Verlauf nach dem Transitionspunkt nicht ab, so bleibt die Grenzschicht abgelöst.

Das Grenzschichtverhalten kann man auch anhand des Schiefeverlaufs analysieren, der die Asymmetrie der Amplitudenhäufigkeitsverteilung bezogen auf einen Mittelwert beschreibt und somit in einer intermittierenden Grenzschicht Informationen über den Intermittenzfaktor liefert. Im laminaren Bereich ist die Schiefe 0 (Abb. 5.14), steigt im laminar-transitionalen Bereich auf ein Maximum an, das dem Intermittenzfaktor  $\gamma=0.25$  entspricht, hat einen Nulldurchgang im Transitionspunkt ( $\gamma=0.5$ ), fällt auf ein Minimum ( $\gamma=0.75$ ) im turbulent-transitionalen Bereich und erreicht im turbulenten Bereich wieder den Wert 0 ( $\gamma=1$ ).

Bei ausgeprägten Ablöseblasen erkennt man im Schiefe-Verlauf einen zusätzlichen Nulldurchgang im Bereich des Ablösepunktes (siehe auch *Haueisen et al. 1998*).

Weitere Informationen über den Grenzschichtzustand liefern die Frequenzanalyse und die über der Zeit aufgetragenen Anemometerausgangsspannungen.

Das Zeitsignal (Abb. 5.13 und Abb. 5.14) weist im laminaren und turbulenten Bereich einen konstanten Verlauf mit äußerst geringen Schwankungen auf. Die einzelnen nach oben gerichteten Amplitudenspitzen im Zeitsignal (z.B. in Abb. 5.14 bei  $x/l_{ax}=0.36$ ) markieren das Entstehen von Turbulenzflecken, während die starken Ausschläge des Zeitsignals (in Abb. 5.14 bei  $x/l_{ax}=0.42$ ) den Transitionspunkt kennzeichnen. Der turbulent-transitionale Bereich wird durch nach unten gerichtete Amplitudenspitzen im Zeitsignal charakterisiert (in Abb. 5.14 bei  $x/l_{ax}=0.49$ ). Große Schwankungswerte gibt es auch im Bereich des Ablösepunktes (bei  $x/l_{ax}=0.29$ ).

Die laminaren und turbulenten Bereiche sind in der FFT-Analyse für den Strömungsfall mit laminarer Ablöseblase (Abb. 5.15) durch niedrige Amplituden über das gesamte Frequenzspektrum charakterisiert. Im transitionalen Bereich und im Bereich der Ablöseblase wachsen die Amplituden im unteren Frequenzbereich bis 4 kHz aufgrund des intermittierenden Charakters der Grenzschicht an. Zur Veranschaulichung ist zusätzlich die Position der einzelnen Sensoren auf der Schaufeloberfläche eingezeichnet, wobei der Bereich der Ablöseblase und der Transitionspunkt markiert sind.

#### 5.4.2 Transitionsverhalten bei periodisch instationärer Zuströmung

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Untersuchung des multimodalen Transitionsverhaltens unter dem Einfluß periodisch auftretender Nachlaufdellen mit Hilfe von Dünnfilmmarrays, wobei mit der entwickelten Simultanmeßtechnik sowohl Roh- als auch phasengemittelte Daten ausgewertet werden konnten.

##### 5.4.2.1 Phasengemittelte Ergebnisse

Bei einem eingestellten geometrischen Zuströmwinkel von  $\beta_{l_{geo}}=136.3^\circ$  wurden zwei Zuström-Reynoldszahlen  $Re_1=200000$  und  $Re_1=584000$  und mehrere Zuström-Machzahlen bei verschiedenen Stabgeschwindigkeiten und Stabteilungen untersucht. Im Unterschied zu den

Messungen bei homogener Zuströmung wurden aus Zeitgründen nur die Signale von 24 ausgewählten Dünnfilmsensoren aufgenommen und ausgewertet (Tab. 3.3).

Der Fall der niedrigen Zuström-Machzahl ist im Hinblick auf die Einhaltung der Durchflußzahl  $\phi = c_{ax}/u$  repräsentativer für einen Hochdruckverdichter als der Fall der Auslegungs-Machzahl, wo aufgrund der vergleichbar niedrigen Stabgeschwindigkeit das Geschwindigkeitsdreieck sehr flach ausfällt, und somit wird das charakteristische instationäre Transitionsverhalten anhand dieses Beispiels erläutert.

Die phasengemittelten Ergebnisse der saugseitigen Dünnfilmuntersuchungen sind anhand von Weg-Zeit-Diagrammen für fünf Stabdurchläufe dargestellt. Unter dem Einfluß der Nachlaufdellen stromauf liegender Schaufelreihen, die periodisch auf die stromab liegenden Schaufeln auftreffen, ändert sich das Grenzschichtverhalten letzterer. Hauptsächlich die höhere Turbulenzintensität, in geringem Maße jedoch auch das Geschwindigkeitsdefizit der auf die laminare Grenzschicht auftreffenden Delle (siehe auch *Dong und Cumpsty 1989, Halstead et al. 1995*) bewirken beim Stromabwandern auf der Schaufeloberfläche eine Destabilisierung der laminaren Grenzschicht, was nach einer gewissen Laufzeit die Entstehung von Turbulenzflecken zur Folge hat. Es wird also der Beginn eines Transitionsvorgangs<sup>32</sup> initiiert, der unter stationären Bedingungen in der laminaren Grenzschicht erst weiter stromab stattfinden würde.

Wie aus Abb. 5.16 bis Abb. 5.18 am Beispiel der niedrigen Zuström-Machzahl  $Ma_1=0.15$  für beide untersuchten Verdichtergitter erkennbar, entwickelt sich die instationäre Grenzschicht entlang zweier typischer Pfade:

- der nachlaufinduzierte Pfad, der leicht zeitlich versetzt der Bahn der Nachlaufdelle folgt
- der Pfad zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nachlaufdellen

Die beiden Pfade werden durch einen dem nachlaufinduzierten Pfad zeitlich folgenden beruhigten Bereich **D** miteinander verbunden, der von den im nachlaufinduzierten Pfad entstehenden Turbulenzflecken generiert wird. Zusätzlich zu diesen Bezeichnungen wird in den Weg-Zeit-Diagrammen mittels einer Linie die Lage des Transitionspunktes eingezeichnet, die aus dem Nulldurchgang der Schiefe (Intermittenz 0.5) bestimmt wird. Die in Abb. 5.16 eingezeichnete und mit **TP** gekennzeichnete Gerade markiert die Position des Transitionspunktes bei homogener Zuströmung. Im folgenden werden anhand dieser repräsentativen Ergebnisse die einzelnen Grenzschichtbereiche etwas detaillierter beschrieben.

<sup>32</sup> der bereits in der Einleitung beschriebenen nachlaufinduzierten Transition

Der nachlaufinduzierte Pfad besteht von der Vorderkante ausgehend aus dem laminaren Bereich **A**, dem nachlaufinduzierten transitionalen Bereich **B** und dem nachlaufinduzierten turbulenten Bereich **C**.

Der laminare Bereich **A** ist eindeutig als solcher erkennbar, da die Schiefe  $\mu_3$  den Wert 0 annimmt (Abb. 5.18), die Quasi-Wandschubspannung kontinuierlich abfällt (Abb. 5.17) und der RMS-Wert leicht höher als im ungestörten Bereich, aber trotzdem noch sehr niedrig ist (Abb. 5.16). Er erstreckt sich im Falle des Gitters V110 von der Vorderkante bis zu  $x/l_{ax}=0.38$  bzw. im Falle des Gitters V111 bis zu  $x/l_{ax}=0.32$  und belegt zeitlich rund 20% der Stabdurchlaufperiode.

Weiter stromab (**B**) steigen die RMS-Schwankungswerte und die Schiefe an, ein Zeichen für den Beginn der nachlaufinduzierten Transition. Das Verhalten der Schiefe (Abb. 5.18) entlang des nachlaufinduzierten Pfades ist typisch transitional, denn sie liegt z.B. für das Gitter V110 von der Vorderkante bis  $x/l_{ax}=0.38$  bei Werten um 0 (Intermittenz 0) und steigt dann auf ein Maximum bei  $x/l_{ax}=0.52$  (Intermittenz 0.25). Im weiteren Verlauf hat sie einen Nulldurchgang im Transitionspunkt bei  $x/l_{ax}=0.58$  (Intermittenz 0.5), erreicht ein Minimum bei  $x/l_{ax}=0.64$  (Intermittenz 0.75) und fällt ab  $x/l_{ax}=0.70$  bei vollturbulenter Strömung wieder auf 0 (Intermittenz 1). Dieses Ergebnis liefert den Nachweis, daß die laminare Grenzschicht beim Auftreffen der Dellen nicht direkt umschlägt (Cumpsty et al. 1995), sondern nach kurzer Anlaufstrecke transitional wird, wie auch Halstead et al. 1995 zeigten. Im Vergleich mit den anderen Bereichen sind im nachlaufinduzierten transitionalen Bereich Maxima und Minima der Schiefe stark ausgeprägt.

RMS-Verteilung und Quasi-Wandschubspannung haben ebenfalls einen für transitionale Strömung typischen Verlauf. Die Geschwindigkeiten der eingezeichneten Bereichsgrenzen des nachlaufinduzierten Pfades liegen ungefähr bei  $0.9u_{\infty}$  bzw.  $0.5u_{\infty}$  (für vorderen und hinteren Rand) und sind damit typisch für die Fortbewegungsgeschwindigkeiten der Turbulenzflecke. Ab  $x/l_{ax}=0.67$  beginnt der nachlaufinduzierte turbulente Bereich **C** mit niedrigen RMS-Werten und der Schiefe Null.

Der Pfad zwischen zwei Nachlaufdellen besteht aus einem laminaren Bereich **A**, dem beruhigten Bereich **D**, dem transitionalen Bereich **E** und einer turbulenten Zone **F**. Hier wird der laminare Bereich nicht mehr durch die Instabilitäten innerhalb der Stabnachlaufdellen gestört und erstreckt sich z.B. beim Gitter V110 bis  $x/l_{ax}=0.6$ , wie aus den niedrigen RMS-Werten und der Schiefe Null ersichtlich.

Die im nachlaufinduzierten transitionalen Bereich **B** entstandenen Turbulenzflecke generieren, wie in Kap. 2 beschrieben, einen beruhigten Bereich **D**, der zeitlich dem Bereich **B** folgt. Anhand der Schiefe-Plots kann man den beruhigten Bereich nicht identifizieren, da die beruhigte Strömung stabiler als die laminare ist und somit Schiefe-Werte von Null annimmt. Die eingezeichneten Ränder des beruhigten Bereichs wurden aus den nachfolgend präsentierten Rohspannungen bestimmt und nachträglich in die phasengemittelten Plots eingezeichnet. Aus den



RMS- und Quasi-Wandschubspannungsverteilungen kann man in diesem Bereich erkennen, daß die laminare Ablöseblase unterdrückt wird (im RMS-Plot durch das fehlende lokale Maximum (1) vor dem Transitions-Maximum (2) und in der Schubspannungsverteilung durch das höhere Niveau des Minimums erkennbar<sup>33</sup>). Des weiteren erkennt man für den vorgestellten Meßpunkt beim Verdichtergitter V110 eine Verzögerung der Transition stromab des beruhigten Bereichs verglichen mit dem stationären Transitionspunkt **TP**; ein Effekt, der aufgrund der Phasenmittelung allerdings nicht bei allen untersuchten Punkten eindeutig erkennbar ist (vgl. Abb. 5.16 unten für das Gitter V111).

Im Bereich **E** wird die Transition durch Instabilitäten in der ungestörten Zuströmung eingeleitet, die einen deutlich niedrigeren Turbulenzgrad als die Nachlaufdüse (~6%) hat. Betrachtet man aufeinanderfolgend mehrere Zeitschnitte, so vertieft und verbreitert sich das Minimum der Quasi-Wandschubspannung (Abb. 5.17) immer weiter in Richtung des nächsten nachlaufinduzierten Pfades, da der Beruhigungseffekt zeitlich abnimmt und die Strömung wieder störungsanfälliger (ablösegefährdet) wird. Die Ablösegefahr ist somit kurz vor dem Auftreten des nächsten nachlaufinduzierten Pfades am höchsten. Ab dem Zeitpunkt, zu dem der beruhigte Bereich die Grenzschicht nicht mehr beeinflusst, nimmt diese den gleichen Charakter wie im ungestörten Fall an, d.h. mit gleichem Transitionsverhalten und identischer Ablöse- und Transitionspunktlage. Bereich **E** wird durch den sich schneller ausbreitenden nachlaufinduzierten turbulenten Bereich **C** eingeengt. An den transitionalen Bereich schließt der turbulente Bereich **F** an, der für den am Beispiel des Gitters V110 vorgestellten Meßpunkt außerhalb des Bereichs der Dünnfilmsensoren liegt. Versucht man die beiden in Abb. 5.16 bis Abb. 5.18 dargestellten, bei hoher bezogener Stabteilung gemessenen Zustände in die von *Halstead et al. 1995* gemessenen und in Abb. 2.14 skizzenhaft dargestellten Lastfälle einzuordnen (um Vergleiche zu ermöglichen wurden die gleichen Bezeichnungen verwendet), so stellen sie eine Zwischenstufe zwischen dem Auslegungsfall **a** und dem Fall **d** bei niedriger reduzierter Frequenz dar.

Die phasengemittelten Weg-Zeit-Diagramme mit den einzelnen Pfaden und Bereichen sind in Abb. 5.19 für einen weiteren Zustand mit hoher Zuström-Machzahl eingezeichnet, hier exemplarisch für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ . Wie im Falle der niedrigen Machzahl sind auch hier die einzelnen Grenzschichtbereiche deutlich erkennbar.

Aufgrund der niedrigen reduzierten Frequenz zeichnet sich hier ein etwas verändertes Gesamtbild des Grenzschichtverhaltens ab, das fast identisch mit dem von *Halstead et al. 1995* untersuchten Fall **d** aus Abb. 2.14 ist. Ab dem Punkt **S** entsteht ein ausgedehnter Bereich mit einer laminaren Ablöseblase, in dem das Strömungsverhalten dem Bild bei homogener Zu-

<sup>33</sup> ein höheres Minimum-Niveau bedeutet, daß die Strömung hier nicht mehr ablöst

strömung entspricht. In Zone E ist die Breite des Transitionsgebietes im Bereich mit der laminaren Ablöseblase deutlich schmaler als stromab des beruhigten Bereichs.

Abb. 5.20 zeigt am Beispiel des Verdichtergitters V110 den Verlauf der phasengemittelten Größen bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$  und  $u_{BAR}=20$  m/s für zehn Zeitschnitte T1-T10 während einer Stabdurchlaufperiode.

Die neben RMS- und Schiefe-Werten dargestellten Verläufe der phasengemittelten Quasi-Wandschubspannungen haben ein Minimum im Bereich der laminaren Ablösung (T10, T1, T2), sinken aber aufgrund der fehlenden Kalibrierung nicht bis auf den Wert Null. Die Verläufe für die einzelnen Zeitschnitte beginnen erst kurz stromauf vom Ablösepunkt ( $x/l_{ax}=0.44$ ) zu divergieren, wobei die höheren Verläufe die Unterdrückung der Ablöseblase im nachlaufinduzierten (T5, T6, T7) und im zeitlich schwächer werdenden beruhigten Bereich (T8, T9) bestätigen. Der RMS-Verlauf weist in T10, T1 und T2 ein lokales Maximum auf, das bei laminarer Ablösung auftritt, während in den anderen Zeitschnitten die Strömung anliegend bleibt und der Grenzschichtumschlag über den Bypass-Modus erfolgt. Eine genauere Lokalisierung des Transitionspunktes für die einzelnen Zeitschnitte erlaubt der unten dargestellte Schiefe-Null-durchgang.

#### 5.4.2.2 Auswertung der Rohspannungen

Die Auswertung der Rohspannungen gibt Aufschluß über Entwicklung und Ausbreitungsgeschwindigkeiten der einzelnen Bereiche in der Grenzschicht und erlaubt einen Einblick in Phänomene, die aufgrund der Phasenmittelung nicht erkennbar sind.

Die Roh-Quasi-Wandschubspannungen (Abb. 5.21) wurden im Falle des Verdichtergitters V110 in zwei Blöcken von  $x/l_{ax}=0.09$  bis  $x/l_{ax}=0.40$  bzw. von  $x/l_{ax}=0.43$  bis  $x/l_{ax}=0.83$  zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen und können somit nicht direkt zusammengesetzt werden, daher die Aufteilung auf zwei Diagramme. Die Zeitschriebe zeigen im untersuchten Fall  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$  und  $u_{BAR}=20$  m/s für den vorderen Saugseitenbereich eine laminare Strömung mit leichten lokalen Schwankungen der Schubspannung (1), die aufgrund von Instabilitäten und Zuströmwinkel-Änderungen beim Vorbeiziehen der Stabnachlaufdellen entstehen. Manche dieser lokalen Schwankungen werden weiter stromab unterdrückt (wie z.B. 2), einige bleiben bestehen, und andere entwickeln sich zu turbulenten Strukturen mit einer steil ansteigenden Spannungsspitze (3). Anhand der Spuren dieser lokalen Schwankungen kann man den nachlaufinduzierten Pfad in das Diagramm einzeichnen.

Zwischen zwei aufeinanderfolgenden nachlaufinduzierten Pfaden sind die Schwankungsamplituden gering und deuten auf eine nur von der ungestörten Zuströmung beeinflusste laminare Grenzschicht hin, die sich teilweise bis  $x/l_{ax}=0.59$  erstreckt. Der nachlaufinduzierte Bereich wird durch die von den Turbulenzflecken (4) hervorgerufenen Spannungsspitzen markiert. Folgt man der Spur eines Turbulenzflecks (I), so kann man die Fortpflanzungsgeschwindigkeit seines vorderen bzw. hinteren Randes bestimmen, die im untersuchten Fall gut mit den Werten

aus der Literatur übereinstimmt und  $0.9u_\infty$  bzw.  $0.5u_\infty$  beträgt. Bei der untersuchten niedrigen Zuström-Machzahl treten jedoch auch Bereiche auf, in denen sich beim Vorbeiziehen der Nachlaufdellen keine Turbulenzflecke<sup>34</sup> ausbilden (5). Somit induziert nicht jede Delle einen Turbulenzfleck, sondern der Vorgang ist in einem gewissen Maße abhängig von der Dellenstärke. Gut erkennbar sind die beruhigten Bereiche (6), charakterisiert durch die zeitlich von dem hohen turbulenten auf das niedrige laminare Niveau abfallende Schubspannung. Je nachdem ob die Nachlaufdelle einen nachlaufinduzierten Pfad initiiert oder nicht zeigt der transitionale Bereich zwischen den Nachlaufdellen zwei Verhaltensmuster; Spur I zeigt einen Turbulenzfleck mit einem anschließenden ausgeprägten beruhigten Bereich, während entlang Spur II Turbulenzfleck und beruhigter Bereich fehlen. Die Transition zeitlich direkt nach dem nachlaufinduzierten Pfad I wird durch den Beruhigungseffekt in (6) verzögert. Es gibt noch weit stromab Bereiche mit beruhigter Strömung (z.B. (7) bei  $x/l_{ax}=0.83$ ). Anhand dieser Simultan-Zeitschriebe ist es vorstellbar, daß es kurze Zeitintervalle gibt, in denen durch den Beruhigungseffekt die Strömung bis zur Hinterkante laminar bleibt ohne transitional zu werden. In Bereich II fehlt der nachlaufinduzierte Turbulenzfleck gänzlich, der Beruhigungseffekt der benachbarten Delle wird zu gering um die Transition zu verzögern, und es erfolgt ein unerzwungener Grenzschichtumschlag in Bereich (8), dem diesmal zeitlich kein beruhigter Bereich folgt.

Die Höchst- und Tiefstwerte der über die Zeit asymptotisch abfallenden Schubspannung in (6) markieren die Ränder des beruhigten Bereichs. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des vorderen Randes ist mit der des hinteren Randes des nachlaufinduzierten Bereichs identisch ( $0.5u_\infty$ ) und deutlich erkennbar. Als sehr schwierig zu bestimmen erweist sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des hinteren Randes. Zunächst hat der eingezeichnete Rand bei umgebender laminarer Strömung eine Geschwindigkeit von  $0.3u_\infty$ , diese erhöht sich jedoch ab dem Zeitpunkt des unerzwungenen Transitionsbeginns ( $x/l_{ax}=0.56$ ) auf  $0.9u_\infty$ . Die Ursache für diese Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit sind die bei der unerzwungenen Transition im Bereich zwischen den Dellen erzeugten Turbulenzflecke, deren vorderer Rand sich mit  $0.9u_\infty$  bewegt und somit den beruhigten Bereich beschneidet. Die Meßdaten belegen, daß nicht nur im Falle anliegender Strömung zwischen zwei Dellen der beruhigte Bereich eingeeengt wird, sondern auch bei Transition über eine laminare Ablöseblase. Eine Transition in der freien Scherschicht oberhalb der Blase scheint somit den gleichen Effekt auf den beruhigten Bereich zu haben wie bei anliegender Strömung.

Eine nachträgliche Betrachtung des oberen Teils von Abb. 2.9 soll nun in [Abb. 5.22](#) durchgeführt werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des hinteren Randes des beruhigten Bereichs, die *Halstead et al. 1995* konstant mit  $0.3u_\infty$  eingezeichnet haben, müßte anhand der Ergebnisse dieser Arbeit ab ~50% Oberflächenauflänge, wo unerzwungene Transition im ungestörten Be-

<sup>34</sup> und somit auch kein nachlaufinduzierter Pfad

reich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nachlaufzellen stattfindet, einen Knick aufweisen und mit einer Geschwindigkeit von  $\sim 0.9u_\infty$  weiterlaufen. Man bemerkt, daß ein nach diesem Vorschlag in Abb. 5.22 eingezeichneter Rand der Darstellung von *Gostelow et al. 1996* entspricht (Abb. 2.9) und dem anhand der Rohspannungen dargestellten Verlauf des beruhigten Bereichs gerechter wird als die  $0.3u_\infty$ -Linie.

Der untere Teil von Abb. 5.22 stellt repräsentativ die Rohspannungszeitschriebe für einen Meßpunkt bei hoher Zuström-Machzahl dar. Im Fall der hohen Machzahl ist der beruhigte Bereich (1) aufgrund des veränderten Geschwindigkeitsdreieckes schmaler als bei der niedrigen, der Beruhigungseffekt scheint jedoch genauso stark zu sein, da auch hier weit stromab (3) noch beruhigte Bereiche erkennbar sind. Im Unterschied zur niedrigen Zuström-Machzahl induziert bei der hohen Zuström-Machzahl fast jeder Stabnachlauf einen nachlaufinduzierten Bereich. Interessant ist auch die Doppelspitze der Schubspannung (4) im nachlaufinduzierten Pfad, die darauf hindeutet, daß die Nachlaufzelle mehrere Turbulenzflecke gleichzeitig induziert. Auch in diesem Fall ist der bimodale Charakter des hinteren Randes des beruhigten Bereichs erkennbar.

Der gesamte beruhigte Bereich wird durch erhöhte Schubspannungswerte und niedrigere Formfaktoren verglichen mit denen des laminaren Bereichs charakterisiert, wodurch die Strömung gegenüber äußeren Störungen stabiler (weniger ablösegefährdet) wird und somit auch der Transitionsbeginn verzögert werden kann.

Mit den Rohspannungen aus Abb. 5.21 wurde eine FFT-Analyse durchgeführt (Abb. 5.23), aus der man ausgeprägte Peaks bei der Stabdurchlauf-Frequenz von 510 Hz detektieren kann. Man erkennt ein deutliches Ansteigen der Schwankungsamplituden im Frequenzbereich 0-4 kHz bei Einsetzen der nachlaufinduzierten Transition (ab  $x/l_{ax}=0.41$ ). Im Bereich des nachlaufinduzierten Transitionpunktes bei  $x/l_{ax}=0.6$  sind die Schwankungsamplituden am höchsten, während sie im Bereich des Transitionspunktes der ungestörten Strömung bei  $x/l_{ax}=0.73$  etwas niedriger ausfallen.

Abb. 5.24 zeigt einen Vergleich zwischen einem aus 300 Datensätzen phasengemittelten Weg-Zeit-Diagramm und einer „Momentaufnahme“ eines Weg-Zeit-Diagramms (aus einem Datensatz). Die eingezeichneten Geraden, die den Beginn der Transition im Bereich zwischen den Nachlaufzellen markieren (a-b, 5-6, 7-8, 9-10), sollten entsprechend der Erkenntnisse über die Wirkung des beruhigten Bereiches<sup>35</sup> eine negative Steigung aufweisen. Dieses ist im phasengemittelten Bild (a-b) nicht der Fall, trifft aber auf das Rohspannungs-Bild zu (5-6, 9-10). Die Steigung der den Transitionsbeginn im Weg-Zeit-Diagramm der Rohspannungen markierenden Kurve ist negativ, wenn die vorbeiziehende Delle einen Turbulenzfleck induziert (5-6)

<sup>35</sup> Verzögerung des Transitionsbeginns

und positiv, wenn kein Turbulenzfleck generiert wird (7-8). Durch Mittelung dieses ständig wechselnden Verlaufes der Kurven entsteht im phasengemittelten Weg-Zeit-Diagramm die positive Steigung der den Transitionsbeginn markierenden Geraden. Dieses Phänomen wurde auch bei Untersuchungen von *Halstead et al. 1995* (in Abb. 2.11 die phasengemittelten Daten und in Abb. 5.24 unten die „Momentaufnahme“ 13-14 und 10-17) festgestellt. Die phasengemittelten Werte für den hier vorgestellten Meßpunkt entsprechen dem Auslegungsfall **a** aus Abb. 2.14.

Laut *Halstead et al. 1995* ist die Wirksamkeit des beruhigten Bereichs bezüglich Verzögerung von Transitionsbeginn und Ablösung abhängig vom Intermittenzniveau innerhalb des Transitionsbereichs **B** (Abb. 2.11). Je weiter stromauf der Intermittenzwert 0.25 (Schiefe-Maximum) gegenüber der Intermittenz 0.75 (Schiefe-Minimum) lokalisiert ist, umso effektiver ist der beruhigte Bereich. Im hier vorgestellten Fall erreicht die Intermittenz erst weit stromab bei  $x/l_{ax}=0.58$  in der Nähe des Transitionspunktes der ungestörten Strömung ( $x/l_{ax}=0.6$ ) den Wert 0.25. Daher ist der Beruhigungseffekt nur mäßig.

Im Weg-Zeit-Diagramm der „Momentaufnahme“ (Mitte) besonders gut erkennbar ist der positive Effekt des beruhigten Bereichs, in dem die saugseitige Strömung bis  $x/l_{ax}=0.65$  nur geringe Schwankungswerte aufweist. Man kann deutlich beobachten, daß zu bestimmten Zeitpunkten (z.B. **T1**) die gesamte saugseitige Strömung laminar bleibt und gar nicht erst transitional wird.

#### 5.4.3 Einfluß der reduzierten Frequenz über die Parameter Stabteilung und Stabgeschwindigkeit

Im Rahmen des umfassenden Meßprogramms<sup>36</sup> wurde über die Parameter Stabteilung und Stabgeschwindigkeit der Einfluß der reduzierten Frequenz auf das komplexe saugseitige Grenzschichtverhalten untersucht. Das Ziel dieser Parametervariation ist eine Gewichtung der einzelnen Größen und ihres Effekts im Hinblick auf die spätere Berücksichtigung im Auslegungsprozeß.

##### Einfluß der Stabteilung

Für beide Verdichtergitter wurden wie bereits erwähnt zwei Stabteilungen  $t_{BAR}=40$  mm und  $t_{BAR}=80$  mm bei sonst gleichen Strömungsbedingungen untersucht. Aus den beispielhaft für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s dargestellten phasengemittelten Weg-Zeit-Diagrammen der RMS-Schwankungswerte und Quasi-Wandschubspannungen (Abb. 5.25) zeigt sich, daß bei der kleinen reduzierten Stabteilung der Bereich der ungestörten Strömung (**A**) zwischen den Nachlaufdüsen fast zur Gänze unterdrückt wird. Bereits *Schobeiri et al. 1995* zeigten, daß ab einem kritischen Wert der Stabteilung die Stabnachteile zusammenwachsen und den gleichen Effekt auf die Grenzschicht haben wie ein erhöhter

<sup>36</sup> siehe Kap. 5.1

Grundturbulenzgrad. Die Position des Transitionspunktes (weiße Linie) in den einzelnen Bereichen scheint jedoch unverändert zu bleiben; eine Beobachtung die bereits *Pfeil et al. 1983* bei ihren Messungen machten. Die laminare Ablöseblase, erkennbar durch das Minimum im Schubspannungsverlauf (1) bzw. durch das den Ablösepunkt markierende lokale Maximum im RMS-Verlauf (2), hat bei der kleinen reduzierten Stabteilung nicht genug Zeit, um sich wieder voll zurückzubilden und ist somit kleiner. Dies deutet darauf hin, daß es eine optimale Stabteilung gibt, welche die Ablöseblase zwischen zwei aufeinanderfolgenden Dellen komplett unterdrücken kann. Diese optimale Teilung stellt jedoch nicht unbedingt ein Optimum in Bezug auf die zeitgemittelten Profilverluste dar<sup>37</sup>, da über die Zeit ein größerer Bereich der Schaufeloberfläche transitional bzw. turbulent ist und somit trotz unterdrückter Ablöseblase höhere Verluste produziert werden.

#### Einfluß der Stabgeschwindigkeit

Bei den hohen Zuström-Machzahlen, mit Zuströmgeschwindigkeiten der Größenordnung von 200 m/s und den untersuchten Stabgeschwindigkeiten von maximal 40 m/s fällt das Geschwindigkeitsdreieck - wie bereits erwähnt - sehr flach aus. Bei einer Variation der Stabgeschwindigkeit im Bereich  $\Delta u_{\text{BAR}} = 10\text{--}20$  m/s ändert sich dieses Geschwindigkeitsdreieck nur minimal, so daß die einzelnen Pfade aufgrund der veränderten Geschwindigkeitsdreiecks-Geometrie mit steigender Stabgeschwindigkeit zwar leicht steiler werden, aber sonst kaum Veränderungen auftreten. In Anbetracht dieser Fakten ist es nicht möglich, klare Aussagen zum Stabgeschwindigkeits-Einfluß zu machen. Man stellt für beide untersuchten Gitter jedoch ein Reynoldszahl-abhängiges Transitionsverhalten fest.

Im Falle der hohen Zuström-Reynoldszahl  $Re_1 = 584000$  (Abb. 5.26) bleibt mit steigender Stabgeschwindigkeit die Transitionspunktwanderung bis auf die markierte Zone stromab des beruhigten Bereichs konstant. Den phasengemittelten RMS-Schwankungswerten und vor allem dem Nulldurchgang der Schiefe, der den Transitionspunkt markiert (weiße Linie), ist zu entnehmen, daß der Transitionsbeginn im markierten Bereich stromab verschoben wird. Diese Verzögerung des Grenzschichtumschlags deutet auf eine Zunahme des Beruhigungseffekts mit steigender Stabgeschwindigkeit hin.

Bei der untersuchten niedrigen Reynoldszahl  $Re_1 = 200000$  (Abb. 5.27) erkennt man im RMS-Verlauf und der überlagerten Transitionspunktposition ebenfalls, daß sich die Lage des Transitionspunktes nur stromab des beruhigten Bereiches verändert. Hier wird der Transitionspunkt mit sinkender Stabgeschwindigkeit stromab verschoben. Dies deutet auf eine Abnahme des Beruhigungseffektes mit steigender Stabgeschwindigkeit hin. Dieses Verhalten kann auch bei der niedrigen Zuström-Machzahl  $Ma_1 = 0.15$  beobachtet werden (Abb. 5.28), bei der das Geschwindigkeitsdreieck eher dem in der realen Maschine entspricht und wo mit steigender Stabgeschwindigkeit zusätzlich der gesamte Transitionsbereich zwischen zwei Dellen strom-

<sup>37</sup> wie bereits in den Nachlaufraversierungen aus Kap. 5.4 ersichtlich

auf verlagert wird. Das Gitter V111 verhält sich ähnlich dem vorgestellten Gitter V110, was in [Abb. 5.29](#) exemplarisch für die hohe Zuström-Reynoldszahl dargestellt wird. Der Beruhigungseffekt zeigt in Abhängigkeit von der Stabumlaufgeschwindigkeit ein gegensätzliches Verhalten bei hoher und niedriger Reynoldszahl. Bei hoher Reynoldszahl nimmt er mit ansteigender Geschwindigkeit zu und bei niedriger Reynoldszahl ab.

#### 5.4.4 Einfluß der Zuströmgrößen Mach- und Reynoldszahl

Eine Variation der Zuströmgrößen Mach- und Reynoldszahl ermöglicht weitere Einblicke in das instationäre Transitionsverhalten der untersuchten Verdichtergitter.

##### Machzahl-Einfluß

Das Grenzschichtverhalten auf der Saugseite wurde für jedes Verdichtergitter bei drei Zuström-Machzahlen untersucht:  $Ma_1=0.15$ ,  $0.60$  und  $0.70$  für das Gitter V110 bzw.  $Ma_1=0.15$ ,  $0.66$  und  $0.73$  für das Verdichtergitter V111

Mit sinkender Zuström-Machzahl kann man aus den phasengemittelten RMS-Schwingungswerten ([Abb. 5.30](#)) am Beispiel des Verdichtergitters V110 erkennen, daß der Transitionspunkt im nachlaufinduzierten Pfad an der gleichen Stelle bleibt, während im Pfad zwischen den Dellen die Position der Ablöseblase und der Transitionspunkt stromab verschoben werden. Die Transitionspunktwanderung auf der Schaufeloberfläche wird mit sinkender Zuström-Machzahl größer. Mit der Änderung der Zuström-Machzahl verändert sich das Geschwindigkeitsdreieck und somit auch die Steigung des nachlaufinduzierten Pfades.

##### Reynoldszahl-Einfluß

Die größten Veränderungen im instationären Grenzschichtverhalten bewirkt eine Variation der Zuström-Reynoldszahl. Untersucht wurden bei allen Machzahl-, Stabteilungs- und Stabgeschwindigkeitskombinationen die Zuström-Reynoldszahlen  $Re_1=200000$  und  $Re_1=584000$ .

Dabei reagiert die Grenzschicht auf eine Reynoldszahländerung in Gegenwart von Nachlaufdellen sehr empfindlich (am Beispiel des Verdichtergitters V110 in [Abb. 5.31](#)). Mit steigender Reynoldszahl wächst der Turbulenzgrad innerhalb der Nachlaufdelle an, und diese induziert eine größere Störung in die Grenzschicht der stromabliegenden Schaufel.

Aufgrund dieser Störungen wird bei der hohen Reynoldszahl die nachlaufinduzierte Transition bereits im Beschleunigungsbereich stromab der Vorderkante erzwungen und hat eine fast über die gesamte Oberflächenauflänge transitionale Grenzschicht zur Folge. Die periodisch instationäre Transitionspunktwanderung deckt über 30% der Profiloberfläche ab, wobei gleichzeitig die bei homogener Zuströmung erkennbare laminare Ablöseblase unter dem Einfluß der Nachlaufdellen komplett unterdrückt wird.

Bei der niedrigen Reynoldszahl findet die erzwungene Transition aufgrund des geringeren Einflusses der Nachlaufdele<sup>38</sup> erst im Verzögerungsbereich statt. Der somit schwächer ausgebildete nachlaufinduzierte Bereich generiert einen weniger effizienten beruhigten Bereich, und die Transitionspunktwanderung deckt nur rund 10% der Profiloberfläche ab.

Im Bereich zwischen den Dellen wird die Transition mit steigender Reynoldszahl stromauf von  $x/l_{ax}=0.69$  nach  $x/l_{ax}=0.56$  verschoben. Während in diesem Bereich der Transitionsprozeß bei der hohen Reynoldszahl bei  $x/l_{ax}=0.62$  bereits abgeschlossen ist, beginnt er bei der niedrigen erst bei  $x/l_{ax}=0.58$  und bedeckt ein ungefähr doppelt so breites Gebiet.

In der RMS-Verteilung ist bei der hohen Reynoldszahl ein schwacher Doppelpeak im nachlaufinduzierten Pfad erkennbar, der durch abgehende Wirbel im Stabnachlauf entsteht. Diese Wirbel sollen im folgenden Abschnitt anhand der Ergebnisse der 1D-Hitzdrahtmessungen in der Gittereintrittsebene genauer untersucht werden.

## 5.5 Hitzdrahtmessungen

Da die Dünnschichtmeßtechnik nur Strömungsuntersuchungen in unmittelbarer Nähe der Schaufleroberfläche ermöglicht, wurden mit Hilfe der Hitzdrahtmeßtechnik detailliertere Messungen der Zuströmung zum Gitter sowie der saugseitigen Grenzschicht durchgeführt. Die experimentelle Erfassung relevanter Zuströmgrößen wie Turbulenzintensität sowie Geschwindigkeitsdefizit in der Gittereintrittsebene ist für eine korrekte numerische Modellierung der Eintrittsrandbedingungen von größter Bedeutung.

### 5.5.1 Stabnachläufe

Anhand der mit einer 1D-Fiberfilmsonde durchgeführten Hitzdrahtmessungen wurde für beide untersuchten Gitter das Geschwindigkeitsdefizit und die Turbulenzintensität der Zuströmung stromab der Stabnachlaufdellen in der Gittereintrittsebene bestimmt.

Abb. 5.32 (für das Verdichtergitter V110) bzw. Abb. 5.33 (für das Gitter V111) zeigen phasengemittelte Ergebnisse der Hitzdrahtmessungen für die beiden untersuchten Stabteilungen bei niedriger und hoher Zuström-Machzahl ( $Re_1=200000$ ). Für die untersuchten Meßpunkte zeigt die Turbulenzintensität ein unterschiedliches Verhalten bei niedriger und hoher Zuström-Machzahl. Bei der hohen Zuström-Machzahl ( $Ma_1=0.6$  beim Gitter V110 bzw.  $Ma_1=0.66$  beim Gitter V111) ergibt sich im Bereich des Stabnachlaufs durch die bei der Stabumströmung abgehende von Karmansche Wirbelstraße<sup>39</sup> ein Doppelpeak in der Turbulenzgradverteilung. Aufgrund der asymmetrischen Anströmung ist die Turbulenz auf der vorlaufenden Seite der Stäbe niedriger. Vergleicht man den Turbulenzgradverlauf mit dem RMS-Verlauf auf dem

<sup>38</sup> die die laminare Grenzschicht nicht mehr so einfach destabilisieren kann

<sup>39</sup> vortex shedding, auch in Messungen von *Dong und Cumpsty 1989* bemerkt



Profil (Abb. 5.31), so korrespondieren Turbulenzgrad- und RMS-Maxima. Die Grundturbulenz liegt bei  $Tu=0.8\%$  und steigt innerhalb der Nachlaufdelle auf  $Tu\approx 5\%$  an.

Im Falle der niedrigen Zuström-Machzahl  $Ma_1=0.15$  ist im Bereich der Nachlaufdelle weder in der Turbulenzgrad- noch in der RMS-Verteilung (Abb. 5.16) ein Doppelpeak erkennbar. Die Grundturbulenz liegt mit  $Tu=2\%$  höher als bei der hohen Machzahl und steigt innerhalb der Nachlaufdelle auf  $6\%$  an. Aufgrund der höheren Grundturbulenz werden die Wirbel aus dem Stabnachlauf bereits vor der Gittereintrittsebene ausgemischt (ein Effekt, der auch von *Solomon 2000* beobachtet wurde).

Die beiden untersuchten Stabteilungen induzieren ebenfalls ein unterschiedliches Strömungsverhalten. Im Fall der großen bezogenen Stabteilung (Abb. 5.32) gibt es zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nachlaufdellen noch einen breiten Bereich ungestörter Strömung (1), während bei niedriger bezogener Teilung die aufeinanderfolgenden Nachlaufdellen zusammenwachsen (2). Im letzteren Fall beträgt der Turbulenzgrad im markierten Bereich zwischen den Dellen (2)  $Tu=1.5\%$ , d.h. es ist keine ungestörte Strömung ( $Tu=0.8\%$  in (1)) mehr vorhanden.

Die bisher vorgestellten Hitzdraht-Untersuchungen wurden bei niedriger Zuström-Reynoldszahl durchgeführt, da sich bei der hohen Reynoldszahl herausstellte, daß aufgrund des hohen Staudruckes die Lebensdauer der Fiberfilmsonden sehr kurz ist. Trotzdem wurden für einzelne Punkte auch bei hoher Zuström-Reynoldszahl erfolgreich Messungen durchgeführt, die ein leicht verändertes Bild der Zuströmung gegenüber der niedrigen Reynoldszahl zeigen (beispielhaft für das Gitter V111 in Abb. 5.34). Neben einer leicht höheren Grundturbulenz von  $Tu=1\%$  fällt vor allem das deutlich höhere Turbulenzgradmaximum von  $Tu=6.5\%$  sowie das größere Geschwindigkeitsdefizit gegenüber den Fällen mit niedriger Reynoldszahl auf. Das bedeutet, daß die Nachlaufdelle bei hoher Zuström-Reynoldszahl einen größeren Einfluß auf das Strömungsverhalten der stromabliegenden Schaufel hat<sup>40</sup>.

Die FFT-Analyse der aufgenommenen Hitzdrahtsignale zeigt ein fast identisches Frequenzspektrum bei hoher und niedriger Reynoldszahl, mit einem ausgeprägten Peak bei der Stabdurchlauf-Frequenz von 375 Hz und den entsprechenden Harmonischen.

Die beiden untersuchten Zustände liegen mit  $Re_d=4000$  bzw. 12000 im unterkritischen Bereich, in dem die Strouhalzahl für den quer angeströmten Zylinder nach *Schlichting und Gersten 1997* konstant  $Sr=0.21$  beträgt. Daraus bestimmt sich die Frequenz der vom Stab abgehenden Wirbel zu  $f=Sr \cdot (u_\infty/d) \approx 23000$  Hz<sup>41</sup>. Aufgrund der Tatsache, daß die Messungen mit einer Abtastrate von 32 kHz erfolgten, konnte diese Wirbelfrequenz von der FFT-Analyse leider nicht erfaßt werden (Signale können nur bis zur halben Abtastfrequenz<sup>42</sup> aufgelöst werden).

<sup>40</sup> was auch aus Kap. 5.5.3 hervorging

<sup>41</sup>  $u_\infty \approx 220$  m/s,  $d=0.002$  m

<sup>42</sup> Nyquist-Frequenz

### 5.5.2 Grenzschichttraversierungen

Für das Verdichtergitter V111 wurden für die Zuström-Machzahlen  $Ma_1=0.15$  und  $Ma_1=0.66$  im Hinterkantenbereich der Saugseite bei  $x/l_{ax}=0.97$  Grenzschichttraversierungen mit Hilfe einer 1D-Grenzschichtsonde durchgeführt. Die Messungen erfolgten sowohl für den stationären Fall ohne Stäbe als auch für  $u_{BAR}=10$  m/s jeweils bei  $Re_1=200000$  und  $t_{BAR}/t=0.53$ .

Abb. 5.35 zeigt die bei der hohen Zuström-Machzahl gemessenen normierten Weg-Zeit-Diagramme der phasengemittelten Geschwindigkeits- und Turbulenzgradprofile für drei Stabdurchgänge in Abhängigkeit vom Abstand senkrecht zur Schaufeloberfläche. Ebenfalls dargestellt sind die entsprechenden mit den Werten der stationären Messung normierten integralen Grenzschichtgrößen Impulsverlustdicke  $\delta_2$  und Formfaktor  $H_{12}$ .

Die Grenzschichtdicke bei  $x/l_{ax}=0.97$  beträgt im nachlaufinduzierten turbulenten Bereich ungefähr 8 mm und ist somit um einen Faktor 2 größer als im ungestörten turbulenten Bereich (Cumpsty et al. 1995 fanden in ihren Messungen einen Faktor 5, Halstead et al. 1995 einen Faktor 2). Der Grund für diese Aufdickung ist, daß aufgrund des frühen Grenzschichtumschlags die turbulente Strömung im nachlaufinduzierten Bereich empfindlicher auf die positiven Druckgradienten im Verzögerungsbereich reagiert als die sich erst weiter stromab entwickelnde ungestörte turbulente Strömung und somit die Grenzschicht schneller anwächst. Besonders deutlich ist das vollere Geschwindigkeitsprofil stromab des beruhigten Bereichs erkennbar (1), das eine Beschleunigung der wandnahen Strömung im beruhigten Bereich signalisiert (Funazaki und Aoyama 2000) und somit stabiler gegenüber äußeren Störeinflüssen ist als die laminare Strömung.

Der Turbulenzgrad steigt von 1.5% in der freien Strömung auf über 9% im Bereich hoher Turbulenz im nachlaufinduzierten Pfad und hat stromab des beruhigten Bereichs niedrigere Werte als im anschließenden Bereich stromab der laminaren Ablösung.

Während einer Stabdurchlaufperiode variiert die phasengemittelte Impulsverlustdicke  $\delta_2$  von einem Maximum im Bereich hoher Turbulenz im nachlaufinduzierten Pfad über ein Minimum stromab des beruhigten Bereichs, wo die laminare Ablösung unterdrückt wird, bis zu einem mittleren Niveau im Bereich mit laminarer Ablösung im Pfad zwischen den Dellen. Eine Verringerung der zeitgemittelten Impulsverlustdicke  $\delta_{2m}$  um 30% gegenüber dem Fall mit homogener Zuströmung  $\delta_{2stat}$  unterstreicht erneut die Möglichkeit der Verlustreduzierung auf der Saugseite. Da der Totaldruckverlust des gesamten Profils nur rund 19% unter dem stationären Wert liegt (Abb. 5.7), läßt dies die mögliche Schlußfolgerung zu, daß auf der Druckseite eine Verlusterhöhung gegenüber dem stationären Fall stattfindet.

Der Impulsverlustdickenverlauf zeigt das gleiche Verhalten wie der von Dong und Cumpsty 1989 in einem Niedergeschwindigkeits-Windkanal an ähnlicher Position gemessene (zum direkten Vergleich nochmals in Abb. 5.35 dargestellt).

Die Werte des phasengemittelten Formfaktors  $H_{12}$  zeigen mit Minimalwerten im nachlaufinduzierten Bereich und hohen Werten stromab des beruhigten Bereichs den entgegengesetzten

Trend zur Impulsverlustdicke, wobei ein Anstieg des zeitgemittelten Formfaktors  $H_{12m}$  um 20% gegenüber dem Fall mit homogener Zuströmung  $H_{12stat}$  verzeichnet wurde. Besonders im Hinblick auf die Schaufelauslegung, für die der Formfaktor an der Hinterkante ein wichtiges Kriterium darstellt, sind diese Erkenntnisse von Bedeutung.

Im Falle der niedrigen Zuström-Machzahl  $Ma_1=0.15$  (Abb. 5.36) zeigen die phasengemittelten Weg-Zeit-Diagramme ein ähnliches Verhalten; die Grenzschicht ist allerdings mit 4 mm im nachlaufinduzierten Bereich sowie 3 mm im ungestörten Bereich deutlich dünner. Der Einfluß des beruhigten Bereichs auf Geschwindigkeits- und Turbulenzgradprofile ist nur noch schwach erkennbar. Trotzdem zeigt das Diagramm der Grenzschichtgrößen eine niedrigere Impulsverlustdicke stromab des beruhigten Bereichs, die mit abnehmendem Beruhigungseffekt zeitlich wieder ansteigt. Die zeitgemittelten integralen Grenzschichtgrößen zeigen gegenüber dem stationären Fall nur unwesentliche Veränderungen, was auf ein nur geringes Verlustreduzierungs-Potential schließen läßt. Die zeitgemittelte Impulsverlustdicke liegt 5% unter dem stationären Wert, während der zeitgemittelte Formfaktor um 5% ansteigt.

### 5.6 Zusammenfassung der experimentellen Untersuchungen

Um einen Einblick in das komplexe Grenzschichtverhalten unter dem Einfluß periodisch instationärer Zuströmung zu erhalten, wurden aus der breiten Meßdatenbasis anhand von ausgewählten Meßpunkten verschiedene charakteristische Verhaltensmuster detailliert ausgeleuchtet. Die Anwendung von Meßtechniken unterschiedlicher Komplexität ermöglichte die Untersuchung verschiedener Aspekte des instationären, multimodalen Transitionsverhaltens.

Die Auswertung der zeitgemittelten Nachlauftraversierungen im Mittelschnitt bei niedriger Reynoldszahl ergab unter dem Einfluß der stromauf generierten Nachlaufdellen eine Verlustreduzierung um bis zu 20% gegenüber dem Fall mit homogener Zuströmung, während bei hoher Reynoldszahl eine Verlusterhöhung in etwa der gleichen Größenordnung verzeichnet wurde. Da aufgrund der niedrigen Stabumlaufgeschwindigkeit das Geschwindigkeitsdreieck sehr flach ausfällt, sind diese Ergebnisse als Grundsatzuntersuchungen zu betrachten und nicht direkt auf die reale Maschine übertragbar.

Die aus den Profildruckverteilungs-Messungen berechneten zeitgemittelten isentropen Machzahlverteilungen bestätigen die zeitliche Unterdrückung der im stationären Fall vorliegenden ausgeprägten laminaren Ablöseblase unter dem Einfluß der Stabnachlaufdellen. Obwohl bei kleinerer bezogener Stabteilung die Ablöseblase effektiver unterdrückt wird, sind die zeitgemittelten Verluste höher als im Falle der großen bezogenen Stabteilung, da über die Zeit ein größerer Teil der Schaufeloberfläche mit turbulenter bzw. transistionaler Strömung bedeckt ist. Die gemessenen instationären Druckschwankungen zeigen im saugseitigen Vorderkantenbereich Minima im Bereich des Dellenaufreffpunktes und Maxima im Bereich zwischen den Dellen infolge der Inzidenzänderung aufgrund der instationären Geschwindigkeitskomponente

innerhalb der Nachlaufdele. Der instationären Druckenveloppe kann man die periodisch wechselnde Schaufelbelastung entnehmen.

Anhand von simultanen instationären Dünnsfilmmessungen wurde das multimodale Transitionsverhalten detailliert untersucht. Man erkennt zwei typische Pfade, entlang derer sich die Grenzschicht entwickelt. Im nachlaufinduzierten Bereich erfolgt eine frühe Transition aufgrund des hohen Turbulenzgrades innerhalb der Delle, jedoch nicht ein direkter, punktförmiger Strömungsumschlag, von dem einige der frühen Untersuchungen ausgingen. Die im stationären Fall in allen Meßpunkten vorhandene laminare Ablöseblase wird bei periodisch instationärer Zuströmung im nachlaufinduzierten Bereich durch den höheren Turbulenzgrad vollständig unterdrückt.

Die aufgrund der frühen Transition im nachlaufinduzierten Bereich sehr lange turbulente Lauflänge hat eine stark aufgedickte turbulente Grenzschicht mit hohen Verlusten zur Folge. Im Gegenzug generieren die im nachlaufinduzierten Bereich entstehenden Turbulenzflecke einen beruhigten Bereich, der aufgrund seiner hohen Schubspannungswerte, seines niedrigeren Formfaktors und seines volleren Geschwindigkeitsprofils stabiler gegenüber äußeren Störungen ist als eine laminare Grenzschicht. Somit ermöglicht dieser Beruhigungseffekt eine Verzögerung des Transitionsbeginns bzw. eine teilweise oder komplette Unterdrückung der laminaren Ablösung. Der beruhigte Bereich ist zeitlich instabil und nimmt langsam die Eigenschaften der laminaren Strömung an. Eine Transition in der freien Scherschicht oberhalb der Blase grenzt den beruhigten Bereich genauso ein wie die Transition bei anliegender Strömung. Anhand der Zeitschriebe der simultan aufgenommenen Rohspannungen kann die zeitliche und räumliche Ausdehnung der Turbulenzflecke und des beruhigten Bereichs mit den entsprechenden Fortpflanzungsgeschwindigkeiten bestimmt werden. Es wurde festgestellt, daß durch die Phasenmittelung der Ergebnisse einige Aspekte des instationären Strömungsverhaltens ausgemittelt werden und diese nur anhand simultan aufgenommener Rohspannungen erkannt werden können. Eine FFT-Analyse ergab im Transitionsgebiet neben einer Erhöhung der Schwankungsamplituden im Frequenzbereich zwischen 0-4 kHz auch eine ausgeprägte Amplitudenspitze bei der Stabdurchlauf-Frequenz, jedoch keine Anzeichen von Tollmien-Schlichting-Wellen.

Von den instationären Strömungsgrößen hat die reduzierte Frequenz den größten Einfluß auf das Verlustverhalten. Die Verluste steigen mit kleiner werdender bezogener Stabteilung an, obwohl die Transitionspunktwanderung davon weitestgehend unbeeinflusst bleibt. Während die phasengemittelten Daten bei hohen Reynoldszahlen auf eine Verstärkung des Beruhigungseffekts mit steigender Stabgeschwindigkeit hindeuten, tritt bei niedrigen Reynoldszahlen eine Abschwächung des Beruhigungseffekts ein.

Von den untersuchten Zuströmbedingungen bewirkte die Reynoldszahl die größten Veränderungen im instationären Grenzschichtverhalten. Der gleichzeitig mit der Reynoldszahl ansteigende Turbulenzgrad innerhalb der Stab-Nachlaufdele übt einen größeren Einfluß auf das Transitionsverhalten der stromabliegenden Schaufel aus. Infolgedessen findet bei der hohen

Reynoldszahl die erzwungene Transition bereits im Beschleunigungsbereich stromab der Vorderkante statt und hat zur Folge, daß die Grenzschicht fast über die gesamte Oberflächenlänge transitional ist und die periodisch instationäre Transitionspunktwanderung rund 30% der Oberfläche abdeckt. Die bei homogener Zuströmung vorhandene kleine Ablöseblase wird unter dem Einfluß der Nachlaufdellen komplett unterdrückt. Bei der niedrigen Reynoldszahl wird die nachlaufinduzierte Transition erst im Verzögerungsbereich erzwungen und bedeckt nur rund 50% der Oberfläche, mit einer Transitionspunktwanderung von rund 10%. Im ungestörten Bereich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nachlaufdellen ist der Transitionsbereich bei niedriger Reynoldszahl doppelt so breit wie bei hoher Reynoldszahl.

Mit Hilfe der 1D-Hitzdrahtmeßtechnik wurden Geschwindigkeits- und Turbulenzintensitäts-Verteilung im Gittereintritt für den numerischen Ansatz ausführlich dokumentiert. Während bei hoher Zuström-Machzahl die von Karmansche Wirbelstraße aus dem Stabnachlauf in der Gittereintrittsebene noch nicht ausgemischt ist, bewirkt der höhere Grundturbulenzgrad im Falle der niedrigen Zuström-Machzahl eine frühe Ausmischung der Wirbelstraße.

Die aus den Grenzschichttraversierungen im saugseitigen Hinterkantenbereich berechneten Geschwindigkeitsprofile zeigen stromab des beruhigten Bereichs eine dünnere turbulente Grenzschicht. Im nachlaufinduzierten Bereich erkennt man die aufgrund ihrer langen Lauflänge verglichen zum ungestörten Bereich um einen Faktor 2 dickere turbulente Grenzschicht, die hohe Verluste produziert. Anhand der integralen Grenzschichtgrößen können die Ergebnisse der Grenzschichttraversierungen genauer quantifiziert werden. Die zeitgemittelte Impulsverlustdicke ist bei der hohen Zuström-Machzahl gegenüber dem stationären Fall um 30% reduziert und unterstreicht nochmals die Möglichkeit der Verlustreduzierung, während der zeitgemittelte Formfaktor den stationären Wert um 20% übersteigt.

Das Transitionsverhalten unter dem Einfluß der Nachlaufdellen stromauf liegender Schaufeln ist somit nicht einfach eine periodische Transitionspunktwanderung aufgrund des veränderten Zuströmturbulenzgrades. Durch nachlaufinduzierte Transition werden beruhigte Bereiche generiert, die eine stabilisierende Wirkung auf die Grenzschicht haben und zur Verlustreduzierung beitragen. Überwiegt der positive Beruhigungseffekt in Kombination mit der unterdrückten Ablöseblase den negativen Einfluß der aufgedickten turbulenten Grenzschicht im nachlaufinduzierten Bereich, so bewirkt dies eine Reduzierung der Profildruckverluste gegenüber dem stationären Fall.

Betrachtet man die Ergebnisse der Dünnfilm-Untersuchungen für die beiden Verdichtergitter, so erkennt man trotz unterschiedlicher Schaufelbelastung (siehe isentrope Machzahlverteilung in Abb. 5.8 und Abb. 5.9) prinzipiell das gleiche multimodale Transitionsverhalten. Die Position und Ausdehnung der einzelnen Grenzschichtbereiche hängt jedoch eindeutig von der Profilform ab. Das Gitter V111 hat aufgrund des weiter stromauf liegenden Machzahl-Maximums einen höher belasteten vorderen Schaufelbereich und einen entlasteteren hinteren Bereich verglichen mit dem Gitter V110. Da die Transition im Falle des Gitters V111 bereits sehr früh in

dem diesem Machzahl-Maximum folgenden Bereich starker Verzögerung stattfindet, ist der laminare Bereich deutlich kürzer als beim Gitter V110 (Abb. 5.16). Der beruhigte Bereich hat entlang der kurzen Beschleunigungsstrecke weniger Zeit sich zu entwickeln und ebenfalls eine geringere Ausdehnung. Diese starke Verzögerung sorgt für einen schnelleren Grenzschnittumschlag, so daß die turbulente Strömung eine deutlich höhere Lauflänge hat als beim Gitter V110. Diese Effekte sind auch im Verlustverhalten (Abb. 5.7) erkennbar. Aufgrund des weiter stromab liegenden Machzahl-Maximums und der langsameren Verzögerung direkt stromab dieses Maximums sind beruhigter und transistionaler Bereich im Falle des Gitters V110 viel ausgedehnter. Somit ist auch die Unterdrückung der Ablöseblase im Bereich zwischen zwei Dellen effizienter. Dafür ist dieses Gitter jedoch im hinteren Schaufelbereich kritischer, wo aufgrund der verglichen zum Gitter V111 höheren Verzögerung die Strömung ablösegefährdeter ist. Das Resultat der oben beschriebenen Effekte ist, daß das Verdichtergitter V111 weniger empfindlich auf die periodisch auftreffenden Nachlaufdellen reagiert als das Gitter V110. Im Hinblick auf eine Optimierung unter Berücksichtigung des Beruhigungseffektes ist somit eine Profilform von der Art des V110, die aufgrund des besser ausgebildeten Beruhigungsbereichs in der Lage ist, eine bei der Auslegung in Kauf genommene größere Ablöseblase<sup>43</sup> effektiver zu unterdrücken, besser geeignet.

<sup>43</sup> um eine höhere Schaufelbelastung zu erzielen

## 6. Numerische Untersuchungen

### 6.1 Verwendete Rechenverfahren

Für die numerischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit Hilfe von drei Rechenverfahren ausgewählte Meßpunkte (Tab. 5.1 und Tab. 5.2) aus der experimentellen Datenbasis nachgerechnet. Die Nachrechnung des stationären Strömungsverhaltens sowie die quasi-stationäre Betrachtung des instationären Grenzschichtverhaltens für beide Verdichtergitter erfolgte mit dem 2D Euler-Grenzschichtrechenverfahren MISES. Das instationäre Verhalten des Verdichtergitters V110 wurde mit Hilfe des Programmpaketes FLUENT untersucht, wobei die Rechnungen jedoch nur vollturbulent durchgeführt wurden. Eine detaillierte Untersuchung des periodisch instationären Grenzschichtverhaltens im Falle des Verdichtergitters V111 erfolgte mit dem Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Löser TRACE-U, in dem ein Transitionskriterium implementiert ist.

#### 6.1.1 MISES

Das Programmpaket MISES (*Drela und Giles 1987, Drela und Youngren 1996*) ist ein 2D „blade to blade“-Verfahren zur Auslegung (im inversen Modus) und Nachrechnung (im direkten Modus) von Schaufelgittern. Darin integriert sind ein interaktiver Netzgenerator ISET, das gekoppelte Euler-Grenzschichtrechenverfahren ISES und eine interaktive graphische Aufbereitung der Ergebnisse IPLOT.

Die Aufteilung der Strömung in dem Rechenverfahren ISES erfolgt nach dem Prandtlschen Konzept in eine reibungsfreie Außenströmung, die durch die stationären Euler-Gleichungen in integraler Form erfaßt wird und eine wandnahe, reibungsbehaftete Grenzschichtströmung, die zusammen mit dem Nachlaufbereich über ein integrales Grenzschichtrechenverfahren berechnet wird. Viskoser und reibungsfreier Bereich werden über die Geschwindigkeit am Grenzschichtrand sowie das Verdrängungsdickenkonzept miteinander gekoppelt.

Die Fähigkeit von ISES, sowohl direkte als auch inverse Rechnungen zu ermöglichen, ist auf die Stromlinien-basierende Diskretisierung der stationären Euler-Gleichungen zurückzuführen. Im reibungsfreien Bereich werden die konservativen stationären Euler-Gleichungen auf einem Stromliniennetz diskretisiert, das gleichzeitig als Teil der Lösung mitberechnet wird. Eine Netzzelle wird also durch zwei benachbarte Stromlinien und die Normalen dazu definiert, so daß aufgrund fehlender Konvektion quer zu den Stromlinien die Zahl der Unbekannten innerhalb einer Zelle gering gehalten wird und die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie stark vereinfacht werden. Die Oberflächenrandbedingung auf dem Profil zum Schließen der diskreten Euler-Gleichungen wird durch die Position der Stromlinie um das Profil festgesetzt. Im reibungsbehafteten Fall wird diese Oberflächenstromlinie um den Betrag der

lokalen Verdrängungsdicke senkrecht zur Profiloberfläche verschoben. Der Abstand zwischen den zwei den Nachlauf begrenzenden Stromlinien wird der Summe der saugseitigen und druckseitigen Nachlauf-Verdrängungsdicken gleichgesetzt.

Im reibungsbehafteten Bereich werden zwei Differentialgleichungen (Impuls- (6.1) und Formparametergleichung (6.2)) mit verschiedenen Schließungsbeziehungen über zentrale Differenzen gelöst. Eine dritte Gleichung berechnet die Verstärkung von Instabilitäten innerhalb der laminaren Grenzschicht.

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} + (2 + H_{12} + Ma_\infty^2) \frac{\theta}{u_e} \frac{\partial u_e}{\partial \xi} = \frac{c_f}{2} \quad (6.1)$$

$$\theta \frac{\partial H^*}{\partial \xi} + (2H^{**} + H^*(1 - H_{12})) \frac{\theta}{u_e} \frac{\partial u_e}{\partial \xi} = 2c_D - H^* \frac{c_f}{2} \quad (6.2)$$

mit  $H^* = \theta^*/\theta$  und  $H^{**} = \delta^{**}/\theta$ , wobei

$$\theta = \int \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) d\eta; \quad \delta^{**} = \int \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_e}\right) d\eta; \quad \theta^* = \int \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u^2}{u_e^2}\right) d\eta$$

Innerhalb des Grenzschichtrechnungsverfahrens wird die  $e^n$ -Transitions-Korrelation für natürliche Transition verwendet, die auf der Orr-Sommerfeld-Gleichung basiert und das Anwachsen von Tollmien-Schlichting-Wellen in der laminaren Grenzschicht voraussagt:

$$\int_0^{x^*} f(H_{12}, Re_\theta) \frac{dx}{\theta} = n_{crit}(Tu) \quad (6.3)$$

Zusätzlich wurde das nach *Drela 1995* modifizierte Abu-Ghannam/Shaw-Kriterium für Bypass-Transition integriert. Aus der Orr-Sommerfeld-Gleichung geht hervor, daß die Form des Grenzschichtprofils den größten Einfluß auf das Grenzschichtverhalten hat. Somit verwendet *Drela 1995* anstelle des Thwaites-Parameters  $\lambda$  des ursprünglichen Transitionsmodells (*Abu-Ghannam und Shaw 1980*) den Formfaktor  $H_{12}$ , der die Profilform besser beschreibt. Im Unterschied zum Thwaites-Parameter können mit Hilfe des Formfaktors auch instationäre, abgelöste Strömungen behandelt werden. Die von *Drela* modifizierte Korrelation für die auf die Impulsverlustdicke bezogene Reynoldszahl bei Transitionsbeginn lautet:

$$Re_{\theta_s}(H_{12}, \tilde{n}_{crit}) = 155 + 89.0 \left[ 0.25 \tanh \left( \frac{10}{H_{12} - 1} - 5.5 \right) + 1 \right] (\tilde{n}_{crit})^{1.25} \quad (6.4)$$



Beide Transitionskriterien sind zu jedem Zeitpunkt aktiv und über eine modifizierte Mack-Korrelation (um auch höhere Zuström-Turbulenzgrade berücksichtigen zu können)

$$\tilde{n}_{crit}(Tu) = -8.43 - 2.4 \ln\left(\frac{Tu'}{100}\right) \quad (6.5)$$

$$\text{mit } Tu' = 2.7 \tanh\left(\frac{Tu}{2.7}\right) \quad (6.6)$$

miteinander verbunden, so daß man als Eingabegröße wahlweise den kritischen Verstärkungsfaktor  $\tilde{n}_{crit}$  oder den Turbulenzgrad der Freiströmung  $Tu(\%)$  angeben kann. Im Falle negativer Druckgradienten greift meist das  $e^0$ -Kriterium zuerst, während bei positiven Druckgradienten meist das modifizierte AGS-Kriterium die Transition auslöst. Es besteht zusätzlich die Möglichkeit, die Transition explizit an einem Punkt auf der Schaufeloberfläche zu setzen.

Anstelle eines zeitaufwendigen Iterationsprozesses zwischen reibungsfreiem und viskosem Strömungslöser über verschiedene Interaktions-Gesetze wird der gesamte Satz nichtlinearer reibungsfreier und reibungsbehafteter Gleichungen als voll gekoppeltes Gesamtsystem durch eine effiziente globale Newton-Raphson-Methode gelöst (*Drela und Giles 1987*). Dieses Verfahren arbeitet auch bei Strömungen mit Stoß-induzierter Ablösung und mit Transition über einer Ablöseblase sehr stabil. Ein anfängliches Stromliniennetz für den inkompressiblen Fall sowie eine einheitliche Dichteverteilung entsprechend dem Wert der freien Strömung bilden die Anfangslösung für die Newton-Iteration, bei der die Bewegung der Stromlinienknoten und die Dichte-Veränderung an jeder quasi-normalen Zellwand berechnet werden.

### 6.1.2 FLUENT

Bei dem kommerziellen CFD-Paket FLUENT basiert das numerische Verfahren auf der Lösung der dreidimensionalen instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (*Fluent User's Guide 1998*). Das Finite-Volumen-Verfahren verwendet den Strömungslöser „Rampant“ für unstrukturierte Netze, der die Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichungen als gekoppelt betrachtet und sie simultan löst. Danach werden sequentiell die skalaren Größen aus den Transportgleichungen berechnet. Von einer Startlösung ausgehend werden die entsprechenden Gleichungen gelöst und nach einer Konvergenzprüfung die Strömungsgrößen der neuen Lösung angepaßt. Auch für stationäre Rechnungen werden die Navier-Stokes-Gleichungen in der Zeit diskretisiert, wobei so viele Zeitschritte berechnet werden, bis eine stationäre Lösung erreicht wird.

Zur Turbulenzmodellierung stehen verschiedene Modelle zur Verfügung:

- Im Falle des Reynoldsspannungs-Modells (Reynolds Stress Model) werden die Reynoldsspannungen direkt aus separaten Transportgleichungen ermittelt. Da dieses Modell nicht auf der Boussinesq-Annahme aufbaut, muß keine Isotropie bei der Turbulenzmodellierung

mehr vorausgesetzt werden. Da für den 3D-Fall sieben Transportgleichungen gelöst werden müssen (sechs für die Reynoldsspannungen und eine für eine Maßstabsgröße), ist der Rechenaufwand sehr hoch und der Weg zu einer konvergenten Lösung langwierig.

- Das Eingleichungsmodell nach *Spalart und Allmaras 1992* hat die Eigenschaften eines Low Reynolds-Modells, da es die Transportgleichung bis zur Wand löst und dabei mit Dämpfungsfunktionen arbeitet. In FLUENT besteht auch die Möglichkeit, den Transitionspunkt zu setzen. Die Vorgehensweise ist in diesem Fall die, daß im laminaren Bereich die turbulente Viskosität einfach nicht berechnet, sondern nur weitergeleitet wird, was unweigerlich zu Fehlern führt. Das Modell besitzt gute Konvergenzeigenschaften und liefert gute Ergebnisse mit verhältnismäßig geringem Rechenaufwand.
- Das Standard k-ε-Modell nach *Launder und Spalding 1974* mit verschiedenen Wandfunktionen ist ein halbempirisches Zweigleichungsmodell, das die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie und deren Dissipationsrate löst. Aus diesen beiden Größen werden die turbulente Viskosität und anschließend mit Hilfe der Boussinesq-Annahme die Reynoldsspannungen berechnet.
- Beim RNG k-ε-Modell soll die Schwäche des Standard k-ε-Modells eine zu hohe turbulente Viskosität zu erzeugen (mit der Folge einer zu hohen Diffusion der Strömung) überbrückt werden, indem die Transportgleichungen aus den ungemittelten Navier-Stokes-Gleichungen unter Zuhilfenahme einer als „Renormalization Group“ bezeichneten mathematischen Methode hergeleitet werden.

FLUENT bietet alternativ die Möglichkeit der Berechnung der turbulenten Schwankungsbewegung durch Filterung (Large Eddy Simulation).

Neben der Verwendung von strukturierten Netzen ermöglicht FLUENT auch Rechnungen auf unstrukturierten sowie auf Hybridnetzen.

### 6.1.3 TRACE-U

Das Rechenverfahren TRACE-U (Turbomachinery Research Aerodynamics Computational Environment) ist ein am Institut für Antriebstechnik des DLR zur Simulation der Strömung in Turbomaschinen entwickeltes Verfahren, das eine Untersuchung instationärer Effekte ermöglicht (*Eulitz 2000*).

Es basiert wie FLUENT auf der Lösung der dreidimensionalen, instationären, kompressiblen Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen in einem um die Maschinenachse rotierenden Relativsystem (*Eulitz et al. 1996*).

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\hat{G} - \hat{G}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\hat{H} - \hat{H}_v)}{\partial \zeta} = \hat{S} \quad (6.7)$$

Für die viskosen Flüsse  $\hat{F}_v, \hat{G}_v, \hat{H}_v$  wird die Full-Thin-Layer-Approximation verwendet; alle gemischten Ableitungen werden vernachlässigt. Für die konvektiven Flüsse  $\hat{F}, \hat{G}, \hat{H}$  erfolgt die Ortsdiskretisierung über ein Upwind-Schema nach *Roe 1981*, wobei durch eine zusätzliche MUSCL-Extrapolation (Monotonic Upstream Scheme for Conservation Laws) nach *van Leer 1979* eine Genauigkeit zweiter Ordnung erreicht wird. Der Quellterm  $\hat{S}$  enthält die Komponenten der Zentrifugal- und Corioliskräfte aus der Relativbewegung und  $\hat{Q}$  ist der physikalische Zustandsvektor in konservativer Form.

Die Zeitintegration erfolgt explizit über ein Runge-Kutta-Vierschrittschema zweiter Ordnung mit auf das Upwind-Verfahren abgestimmten Koeffizienten, um eine hohe Skalierbarkeit des Verfahrens zu gewährleisten.

Dieser Multi-Block Strömungslöser wurde basierend auf einer Partitionierung des Rechengebietes parallelisiert. Mit Hilfe der entwickelten Parallelisierungsumgebung, die die Partitionierung, den Aufbau der notwendigen Kommunikationsaufrufe und die Abbildung des Systems auf die einzelnen Knoten des Parallelrechners übernimmt, wird eine Trennung von Anwendung und Parallelisierung erreicht und somit der Programmieraufwand für die numerischen Algorithmen reduziert (*Engel et al. 1996*).

Um eine zeitgenaue Rechnung zu initialisieren, muß zunächst eine stationäre Rechnung durchgeführt werden, wobei lokale Zeitschritte und implizite Residuenglättung verwendet werden. In der Ein- und Austrittsebene werden quasi-dreidimensionale nichtreflektierende Randbedingungen verwendet (*Saxer und Giles 1993*). In der Übergangsebene zwischen bewegtem und fixem Netz (Rotor/Stator) werden die Zustandsgrößen aus dem bewegten System flußgemittelt nach dem in der Einleitung beschriebenen „mixing plane“-Konzept in das ruhende System übergeben, um Massen-, Impuls- und Energieerhaltung zu berücksichtigen.

Für die zeitgenaue Rechnung arbeitet TRACE-U mit einem Zweigitteransatz nach *He 1993*, der bei stark verfeinerten Netzen und mittleren Zeitskalen im Bereich der Rotordurchlaufrerquenz sinnvoll anwendbar ist. Kleinskalige Instabilitäten wie Tollmien-Schlichting-Wellen oder Stoß-Grenzschicht-Interaktion werden von vorneherein aufgrund der Reynolds-Mittelung nicht erfaßt.

Die Kopplung zwischen bewegtem und ruhendem Netz erfolgt zeitgenau und konservativ mit Hilfe der „sheared-cell“-Technik (*Giles 1990*). Um die nicht erwünschten numerischen Reflexionen von Druckstörungen an Ein- und Austrittsrändern zu minimieren, wurden nichtreflektierende Randbedingungen in stationärer und zeitgenauer Formulierung eingeführt (nach *Giles 1988* bzw. *Acton und Cargill 1988*) und erweitert.

Für die Turbulenzmodellierung wird eine Low-Reynolds-Version des Eingleichungs-Transportmodells nach *Spalart und Allmaras 1992* eingesetzt, das den Transport der Wirbelviskosität beschreibt und auf der Boussinesq-Annahme<sup>44</sup> basiert:

<sup>44</sup> Die Reynoldsspannungen werden über eine skalare Wirbelviskosität in Verbindung mit den Geschwindigkeitsgradienten der Hauptströmung gesetzt. Die Aufgabe des Turbulenzmodells ist also  $\nu_t$  zu bestimmen.

$$\frac{Dv_t}{Dt} = \underbrace{c_{b1}|\omega|v_t}_A + \underbrace{\left[ \nabla(v_t * \nabla v_t) + c_{b2}(\nabla v_t)^2 \right]}_B - \underbrace{c_{w1}f_w \left[ \frac{v_t}{d} \right]^2}_C \quad (6.8)$$

Dabei kennzeichnet  $v_t$  die Wirbelviskosität,  $\omega$  die Wirbelstärke,  $d$  den Wandabstand,  $f_w$  eine dimensionslose Dämpfungsfunktion sowie  $c_{b1}$ ,  $c_{b2}$ ,  $c_{w1}$  halbempirische Konstanten. **A** markiert den Produktionsterm, **B** den Diffusionsterm und **C** den Abbau der turbulenten kinematischen Viskosität in Wandnähe aufgrund von viskoser Dämpfung und Wandblockierungseffekten, um einen realistischen Grenzschichtbereich zu erzeugen. Die konvektiven Terme werden über einseitige Differenzen zweiter Ordnung, die diffusiven Terme über zentrale Differenzen zweiter Ordnung approximiert. Vorteile dieses Turbulenzmodells gegenüber anderen sind vor allem die kurzen Rechenzeiten, die numerische Robustheit, eine realistische Ausmischung der Nachlaufdüsen sowie eine akkurate Erfassung instationärer und abgelöster Strömungen.

Das Eingleichungs-Transportmodell nach Spalart-Allmaras wird durch Modifikation des Produktionsterms mit einem empirischen Transitionskriterium nach *Abu-Ghannam und Shaw 1980* gekoppelt und ist in der Lage, abgelöste Strömung sowie beruhigte Bereiche und Relaminarisierung zu berechnen. Dabei wird die von *Drela 1995* abgeänderte und auch in MISES implementierte Version dieses Transitionskriteriums verwendet mit der Korrelation für die auf die Impulsverlustdicke bezogene Reynoldszahl bei Transitionsbeginn nach Gleichung (6.4).

Da das Spalart-Allmaras-Modell die turbulente kinetische Energie  $\kappa$  nicht berechnet, muß eine zusätzliche Transportgleichung für  $\kappa$  gelöst werden, um einen variierenden Turbulenzgrad im Falle der instationären Strömung berücksichtigen zu können.

In der laminaren Grenzschicht wird die Transportgleichung (6.8) ohne Produktionsterm gelöst (niedrige Wirbelviskosität). Zu dem Zeitpunkt, zu dem Korrelation (6.4) den Transitionsbeginn voraussagt, wird der Produktionsterm eingeschaltet, und die Wirbelviskosität steigt an (*Eulitz und Engel 1998*).

## 6.2 Quasi-stationäre Rechnungen mit MISES

Ziel der numerischen Untersuchungen war festzustellen, wie komplex ein Rechenverfahren sein muß, um die entscheidenden Eigenschaften der instationären Zuströmung zu erfassen. Zu diesem Zweck wurde zunächst das stationäre „blade-to-blade“-Verfahren MISES eingesetzt.

Das Rechnernetz ist in [Abb. 6.1](#) am Beispiel des Verdichtergitters V110 dargestellt.

Für das Verdichtergitter V110 wurde der Meßpunkt  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1.31$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s und für das Verdichtergitter V111 der Meßpunkt  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$ ,  $t_{BAR}/t=1.06$ ,  $u_{BAR}=30$  m/s nachgerechnet.

Zunächst wurden für beide Gitter stationäre Rechnungen mit schrittweise von 0.8% bis 8% ansteigenden Grundturbulenzgraden durchgeführt und der Transitionsbeginn auf Saug- und Druckseite sowie die produzierten Totaldruckverluste in [Abb. 6.2](#) dargestellt. Als Randbedin-

gungen für die Rechnung wurden die aus den Messungen ermittelten Druckverhältnisse  $p_1/p_{11}$  und  $p_2/p_{11}$  eingesetzt.

Durch den Zeitschrieb der bei instationärer Zuströmung in der Gittereintrittsebene gemessenen phasengemittelten Turbulenzintensität wurden innerhalb einer Stabdurchlaufperiode zehn Zeitschnitte gelegt und für die somit erhaltenen zehn Turbulenzgrade mit Hilfe der Ergebnisse aus Abb. 6.2 der jeweilige Transitionsbeginn ermittelt. Um das instationäre Strömungsbild zu simulieren, wird der für die zehn Zeitschnitte berechnete Transitionsbeginn zeitlich wieder zusammengesetzt und den aus den Dünnfilmmessungen ermittelten Weg-Zeit-Diagrammen in Abb. 6.3 und Abb. 6.4 überlagert (ähnlich wie bei Addison und Hodson 1989, Walker et al. 1998 und Solomon 2000). Da die durch die Nachlaufdellen verursachte Störung innerhalb der Grenzschicht langsamer voranschreitet als in der Außenströmung, wandert auch die in der Gittereintrittsebene innerhalb der Delle gemessene Turbulenzgradverteilung mit ungefähr  $0.7u_\infty$ <sup>45</sup> entlang der Schaufeloberfläche. Ein solcher Zeitversatz muß somit auch beim Überlagern der berechneten Transitionspunktlage über die Weg-Zeit-Diagramme berücksichtigt werden.

Der hohe Turbulenzgrad aus der Nachlaufdelle liegt eigentlich nur lokal in bestimmten Bereichen der Schaufeloberfläche vor und ist nicht als Grundturbulenz zu betrachten, so daß man für die Rechnungen korrekterweise den lokal am Transitionspunkt vorherrschenden Turbulenzgrad verwenden müßte (Walker et al. 1998). Somit müßte auch die Veränderung des am Gittereintritt gemessenen Turbulenzgrades beim Durchgang der Delle durch die Schaufelpassage (Turbulenzgrad sinkt im Beschleunigungsbereich und steigt im Verzögerungsbereich an) berücksichtigt werden. Das ist auch eine Ursache für den etwas zu früh berechneten Transitionsbeginn beim Gitter V111 (Abb. 6.4), wo im beschleunigten Bereich der Turbulenzgrad etwas niedriger als der in der Gittereintrittsebene gemessene ist. Im Falle des Verdichtergitters V110 (Abb. 6.3), wo die nachlaufinduzierte Transition erst im Verzögerungsbereich beginnt, stimmt der berechnete Beginn der nachlaufinduzierten Transition sehr gut mit dem gemessenen, durch den leichten Anstieg der RMS-Schwankungswerte markierten, überein. Obwohl die Rechnung die Position der laminaren Ablöseblase sehr genau bestimmen konnte, wird der Transitionsbeginn bei ungestörter Strömung im Bereich zwischen zwei Dellen rund 5% zu weit stromab berechnet.

Aus den für die beiden Gitter in Abhängigkeit des Zuströmturbulenzgrades berechneten isentropen Machzahl-Verteilungen (Abb. 6.5 bzw. Abb. 6.6) erkennt man bis zu Turbulenzgraden von 3% eine Verkleinerung und Stromaufverlagerung und bei höheren Turbulenzgraden eine komplette Unterdrückung der laminaren Ablöseblase. Dabei findet die größte Formveränderung der Ablöseblase im Bereich niedriger Turbulenz bis 2% statt. Während der saugseitige Machzahl-Verlauf sehr gut mit den Meßergebnissen übereinstimmt, ist die Übereinstimmung auf der Druckseite nur im Bereich der Saugspitze an der Vorderkante und im Hinterkantenbe-

<sup>45</sup> mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Turbulenzflecke

reich gegeben. Der Grund für die schlechte Übereinstimmung des druckseitigen Machzahl-Verlaufes ist der in der Messung aufgrund der Leckagen zwischen Gitter und bewegten Stäben veränderliche Massenstrom, der in der Rechnung nicht erfaßt werden kann. Da somit der gemessene Strömungszustand von der Rechnung nicht genau wiedergegeben werden konnte, konzentrierte man sich auf eine möglichst genaue Simulation des Strömungsverhaltens auf der Saugseite.

Abb. 6.7 zeigt repräsentativ für das Verdichtergitter V110 die berechneten integralen Grenzschichtgrößen Formfaktor  $H_{12}$ , Verdrängungsdicke  $\delta_1$  und Impulsverlustdicke  $\delta_2$  sowie den Reibungsbeiwert  $c_f$  für den Grundturbulenzgrad von 0.8% und für den höchsten Turbulenzgrad in der Delle von 6%. Beim Grundturbulenzgrad belegen die vom laminaren Niveau von  $H_{12}=2.5$  auf über  $H_{12}=5$  ansteigenden Formfaktoren eine laminare Ablösung zwischen  $x/l_{ax}=0.5-0.7^{46}$ , ebenfalls deutlich gemacht durch den plötzlichen Anstieg der Verdrängungsdicke  $\delta_1$  und die negativen  $c_f$ -Werte. Danach fällt der Formfaktor auf ein turbulentes Niveau von  $H_{12}=1.6$  ab.

Im Falle des hohen Turbulenzgrades steigt der Formfaktor im laminaren Bereich nur leicht über  $H_{12}=2.5$ , d.h. die Strömung bleibt anliegend, während bei  $x/l_{ax}=0.35$  bereits der Strömungsumschlag beginnt. Aufgrund der längeren turbulenten Lauflänge liegt der Formfaktor an der Hinterkante mit  $H_{12}=1.9$  über dem Wert bei niedrigem Turbulenzgrad.

Auf der Druckseite berechnet MISES aufgrund der ausgeprägten Saugspitze an der Vorderkante eine kleine Ablöseblase mit anschließender vollturbulenter Strömung.

Die berechneten Totaldruckverlustbeiwerte (Abb. 6.2), normiert mit dem Wert bei gemessener Grundturbulenz (0.8% bei V110 und 1% bei V111), zeigen bei der niedrigen Reynoldszahl (Gitter V110) aufgrund der verkleinerten laminaren Ablöseblase im gesamten Turbulenzgradbereich eine Verlustreduzierung gegenüber dem stationären Fall. Eine Zeitmittelung der über eine Dellendurchlaufperiode zusammengesetzten Verluste ergibt eine Verlustreduzierung von ungefähr 3% gegenüber dem stationären Fall mit  $Tu=0.8\%$ . Bei einer gemessenen Verlustreduzierung von 17% (Abb. 5.7) würde das bedeuten, daß der Effekt des in der Rechnung nicht berücksichtigten beruhigten Bereichs die restliche 14%-ige Verlustreduzierung bewirkt. Im Falle der hohen Reynoldszahl (Gitter V111) sind die Verluste nur bis zu einem Turbulenzgrad von rund 2% niedriger als im stationären Fall ( $Tu=1\%$ ) und steigen nach der Unterdrückung der Ablöseblase aufgrund der längeren turbulenten Lauflänge an. Über eine Stabdurchlaufperiode wurde ein zeitgemittelter Verlustanstieg von rund 5% gegenüber dem stationären Fall berechnet. Ein gemessener zeitgemittelter Verlustanstieg von rund 3% (Abb. 5.7) deutet auf eine nur geringe Wirkung des beruhigten Bereichs bei der hohen Reynoldszahl hin.

<sup>46</sup>  $H_{12}>3.5$  für laminare Ablösung (Pohlhausen)

Die quasi-stationäre Betrachtung des instationären Strömungsverhaltens mit MISES ist nicht in der Lage die Potentialwechselwirkung, den Beruhigungseffekt, den Einfluß des Geschwindigkeitsdefizits in der Delle („negative-jet“-Effekt) sowie die Vorgeschichte der Grenzschicht zu erfassen. Sie bietet jedoch die Möglichkeit, mit für die stationäre Strömung vorhandenen empirischen Transitionskorrelationen den Transitionsbeginn bei instationärer Zuströmung relativ zuverlässig zu bestimmen. Allerdings setzt dieser quasi-stationäre Ansatz die Kenntnis der zeitlichen Turbulenzgradverteilung am Gittereintritt, idealerweise sogar innerhalb der Schaufelpassage voraus. Besitzt man diese Information nicht, so ist man auf ein instationäres Rechenverfahren angewiesen.

Treten bei dieser quasi-stationären Untersuchung gravierende Unterschiede zum stationären Strömungsverhalten auf, so besteht noch die Möglichkeit mit dem berechneten Transitionsbeginn eine instationäre Rechnung nach *Schulte und Hodson 1996* durchzuführen, die den Beruhigungseffekt berücksichtigt.

Das vorgestellte Verfahren ist aufgrund seiner Einfachheit, Robustheit und seiner schnellen Konvergenzeigenschaften interaktiv anwendbar und liefert akzeptable Ergebnisse. Für eine Optimierung im Hinblick auf die Ausnutzung des Beruhigungseffekts ist jedoch ein instationärer Code erforderlich.

### 6.3 Instationäre Rechnungen

#### 6.3.1 FLUENT

Die Rechnungen mit dem Programmpaket FLUENT wurden in Zusammenarbeit mit *Delimar et al. 1998* am Verdichtergitter V110 durchgeführt und erfolgten vollturbulent, wobei das Eingleichungsmodell nach Spalart-Allmaras zur Anwendung kam. Dabei wurden zwei Meßpunkte bei  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$  und  $u_{BAR}=20$  m/s jeweils für  $Ma_1=0.15$  und  $Ma_1=0.7$  nachgerechnet.

Bei der niedrigen Zuström-Machzahl wurde ein getrenntes Schema zur Diskretisierung der zeitlichen Ableitungen mit einer Genauigkeit zweiter Ordnung angewendet. Ein punkt-impliziter (Block Gauss-Seidel) linearer Gleichungslöser wird zur Lösung des Gleichungssystems angesetzt. Bei kompressibler Strömung (im Falle der hohen Zuström-Machzahl) erfordert die stärkere Wechselbeziehung zwischen den Strömungsgrößen einen gekoppelten Strömungslöser. Abb. 6.8 zeigt das in einen ruhenden und einen bewegten Bereich aufgeteilte Rechengebiet. Das Rechenetz ist ein Hybridnetz bestehend aus einem strukturierten O-Netz im Grenzschichtbereich um die Schaufel, an das ein unstrukturiertes Netz mit Dreieckszellen anschließt.

Das bei  $Ma_1=0.15$  in einem Abstand von 30 mm stromab der Zylinderstäbe berechnete Geschwindigkeitsdefizit von 22% und die bezogene turbulente Viskosität von 9% in der Nachlaufdelle (Abb. 6.9) stimmen sehr gut mit den von *Halstead et al. 1995* an der Position

gemessenen Werten überein (siehe Kap. 3.3). In diesem Bereich ist die Delle noch sehr schmal und wenig ausgemischt verglichen zu den in der Gittereintrittsebene gemessenen Werten (Geschwindigkeitsdefizit 6%, Turbulenzintensität 5.5%, Abb. 5.32). Die in Abb. 6.10 dargestellte Momentaufnahme der isentropen Machzahl-Verteilung läßt neben der von den Stäben abgehenden von Karmanschen Wirbelstraße auch das unterschiedliche Strömungsfeld um die einzelnen Profile und die Spur der durch die Schaufelpassage wandernden Stabnachlaufdellen erkennen.

Das Zerhacken und die Verformung der Nachlaufdellen beim Durchwandern der Schaufelpassage ist besonders deutlich in den Momentaufnahmen der turbulenten Viskosität (Abb. 6.11) erkennbar. Die bereits mehrfach angesprochene Problematik der Geschwindigkeitsdreiecke wird nochmal anhand der Dellenspuren bei hoher und niedriger Zuström-Machzahl verdeutlicht. Die Übergabe der berechneten Größen aus dem bewegten in das ruhende Netz scheint eine frühe Ausmischung der Wirbelstraße herbeizuführen, weil im Falle der hohen Zuström-Machzahl im Gegensatz zu den Meßergebnissen in der Gittereintrittsebene kein „vortex shedding“ mehr erkennbar ist. In Abb. 6.12 wird für drei Zeitschnitte während einer Stabdurchlaufperiode anhand der isentropen Machzahl-Verteilung um das Profil 1 die periodisch wechselnde Schaufelbelastung aufgrund der wechselnden Inzidenz ( $+2^\circ$  beim Auftreffen der Delle berechnet) verdeutlicht.

Das vorgestellte Rechenverfahren ist für qualitative Aussagen über das instationäre Strömungsfeld durch die Schaufelpassage gut geeignet, kann aufgrund der fehlenden Transitionsmodellierung jedoch keine zuverlässigen Aussagen über instationäres Grenzschicht- und Verlustverhalten machen.

### 6.3.2 TRACE-U

Aufgrund der Schwachpunkte von quasi-stationärem und oben vorgestelltem instationärem vollturbulentem Rechenverfahren wurde der Hauptteil der numerischen Untersuchungen mit dem instationären Navier-Stokes-Löser TRACE-U durchgeführt, der eine Transitionsmodellierung unter Berücksichtigung des Beruhigungseffektes enthält. Die Rechnungen wurden am Verdichtergitter V111 durchgeführt, da hier detaillierte experimentelle Ergebnisse, vor allem was die zeitliche Entwicklung der Grenzschichtgrößen anbelangt, vorlagen.

Das verwendete Rechnernetz sowie eine Detailansicht der Stab- und Schaufelvorderkanten-Modellierung sind aus Abb. 6.13 ersichtlich. Zur Gewährleistung der Periodizität in Umfangsrichtung müssen Stab- und Schaufelteilung ganzzahlige Vielfache sein. Das Rechengebiet wurde bei der niedrigen Stabteilung in 17 Blöcke und im Falle der hohen Stabteilung in 14 Blöcke von etwa gleicher Größe aufgeteilt. Das Ergebnis dieses ausgewogenen Netzes ist ein Speed-up von 6.5 bei der Parallelrechnung mit „parallel virtual machine“ auf acht Prozessoren im Vergleich zur Rechnung auf einem Prozessor. Insgesamt wurden 45000 Netzzellen ver-



wendet, mit 31 Netzpunkten in der Profilhrenzschicht und einem  $y^+$ -Faktor  $< 1.5$ . Eine instationäre konvergierte Lösung erforderte eine Rechenzeit von ungefähr einer Woche auf acht MIPS R10000 195 Mhz-Prozessoren einer SGI origin 2000.

Aufgrund des durch die Leckagen veränderten Massenstroms konnte der Strömungszustand für die stationäre Initialisierungsrechnung nur iterativ über die Variation der Strömungskontraktion und des Zuströmwinkels dem gemessenen angepaßt werden. Beste Übereinstimmung mit den Messungen am Beispiel von  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$  (Abb. 6.14) ergab ein Q3d-Wert von 0.91, der einer Strömungskontraktion von 9% entspricht (gegenüber 17% in der Messung).

Zunächst wurden die Meßpunkte  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$  und  $u_{BAR}=20$  m/s bzw.  $u_{BAR}=10$  m/s nachgerechnet, wobei aus dem in der Rechnung verwendeten Teilungsverhältnis von  $t_{BAR}/t=2/1=0.5$  eine simulierte Stabteilung von  $t_{BAR}=37.8$  mm resultierte. Aus 19200 gerechneten Zeitschritten wurde pro Stabdurchlaufperiode eine zeitliche Auflösung von 32 Bildern gewählt.

Um einen besseren Vergleich mit den Meßwerten zu ermöglichen, wurden für die Darstellung der berechneten Größen hauptsächlich Weg-Zeit-Diagramme verwendet. Abb. 6.15 zeigt die berechneten integralen Grenzschichtgrößen Verdrängungsdicke  $\delta_1$  und Impulsverlustdicke  $\delta_2$  bei  $u_{BAR}=20$  m/s für jeweils fünf Stabdurchgänge. Wie in den Messungen wurden auch hier die beiden Pfade mit den entsprechenden Bereichen eingezeichnet, entlang derer sich die Grenzschicht entwickelt, wobei die Geraden **AP** und **WP** den Bereich eingrenzen, in dem sich zeitlich die Ablöseblase formiert. Die lokalen Maxima (1) an der Vorderkante markieren die Auftreffposition der Stab-Nachlaufellen auf die Profiloberfläche. Die deutliche Aufdickung der Grenzschicht im Bereich zwischen zwei Dellen (2)<sup>47</sup> ist eine Folge der dort vorhandenen laminaren Ablöseblase; ein Effekt, der auch aus den MISES-Rechnungen (Abb. 6.7) hervorgeht. Die dem nachlaufinduzierten Bereich zeitlich folgenden niedrigen Werte der beiden integralen Grenzschichtgrößen markieren den beruhigten Bereich **D** mit den bereits experimentell festgestellten unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten seines hinteren Randes. Erkennbar ist auch die massive Grenzschichtaufdickung im nachlaufinduzierten turbulenten Bereich **C** gegenüber den niedrigen Werten stromab des beruhigten Bereichs **D** und den etwas höheren Werten stromab des Bereichs mit der Ablöseblase in **F**. Genauere Informationen zur Position und Ausdehnung der laminaren Ablöseblase liefern der anhand der vorher vorgestellten Grenzschichtgrößen berechnete Formfaktor  $H_{12}$  und der Reibungsbeiwert  $c_f$ , dargestellt in Abb. 6.16. Formfaktor-Werte über  $H_{12}=3.5$  und negative Werte des Reibungsbeiwertes kennzeichnen die abgelöste Strömung. Sowohl im nachlaufinduzierten transitionalen Bereich **B** als auch im beruhigten Bereich **D** wird die laminare Ablöseblase komplett unterdrückt. Die zusätzlich dargestellte turbulente Viskosität  $\nu_t$  (Abb. 6.16) zeigt im beruhigten Bereich **D** ei-

<sup>47</sup> sogar deutlicher als im Falle der früh erzwungenen Transition im nachlaufinduzierten Bereich

nen kontinuierlichen Abfall von hohem turbulentem auf niedriges laminares Niveau. Das gleiche Bild verdeutlicht, daß vor allem im vorderen Schaufelbereich die Ränder der einzelnen Pfade nicht Geraden sondern Kurven sind.

Eine weitere gute Übereinstimmung mit dem Experiment zeigt die in [Abb. 6.17](#) den gemessenen RMS-Schwankungswerten in Form weißer Isolinien überlagerte berechnete turbulente kinetische Energie  $\kappa$ , ebenfalls mit sehr niedrigen Werten im beruhigten Bereich, wobei der Beruhigungseffekt in der Rechnung ausgeprägter als im phasengemittelten Weg-Zeit-Diagramm der Messung zu sein scheint (eher dem aus der „Momentaufnahme“ entsprechend).

Um die Problematik der Geschwindigkeitsdreiecke nochmals zu verdeutlichen wurde das instationäre Strömungsverhalten auch bei einer turbomaschinentypischen Umlaufgeschwindigkeit von  $u_{\text{BAR}}=200$  m/s berechnet. [Abb. 6.18](#) zeigt anhand des Formfaktor-Verlaufs die Einschnürung der Ablöseblase (erstreckt sich bei  $u_{\text{BAR}}=20$  m/s zwischen  $x/l_{\text{ax}}=0.3$  und  $0.68$  und bei  $u_{\text{BAR}}=200$  m/s zwischen  $x/l_{\text{ax}}=0.27$  und  $0.45$ ) sowie die Einengung und Stromaufverlagerung des gesamten Transitionsgebietes (ähnlich wie in [Abb. 5.28](#)) bei der hohen Stabumlaufgeschwindigkeit.

Neben der Visualisierung der Dellen-Spuren beim Durchqueren der Schaufelpassage erlaubt die in [Abb. 6.19](#) für  $u_{\text{BAR}}=20$  m/s und  $u_{\text{BAR}}=200$  m/s dargestellte turbulente Viskosität auch eine Detektierung des „vortex shedding“ im Stabnachlauf, wobei bei  $u_{\text{BAR}}=20$  m/s in der Rechnung die Wirbel aufgrund der zu groben Netzstruktur im Übergangsbereich von bewegtem zu ruhendem Netz anscheinend schneller ausgemischt werden als in der Messung<sup>48</sup>.

Für die Untersuchung des instationären Strömungsverhaltens bei der höheren Stabteilung wurde in der Rechnung ein Teilungsverhältnis von  $t_{\text{BAR}}/t=1/1$  verwendet, woraus eine simulierte Stabteilung von  $t_{\text{BAR}}=75.5$  mm gegenüber der in der Messung verwendeten von  $t_{\text{BAR}}=80$  mm ( $t_{\text{BAR}}/t=1.06$ ) resultierte.

[Abb. 6.20](#) zeigt die den gemessenen phasengemittelten Quasi-Wandschubspannungen in Form von Höhenlinien überlagerten Positionen der berechneten laminaren Ablöseblase ( $H_{12}>3.5$ ) für die beiden untersuchten Stabteilungen bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$  und  $u_{\text{BAR}}=20$  m/s. Dabei fällt bei der hohen bezogenen Stabteilung die zeitliche Veränderung des Wiederanlegepunktes auf, die in den phasengemittelten Meßergebnissen nicht auftritt und vielleicht auf die Transitionsmodellierung zurückzuführen ist.

Ein Vergleich der bei hoher und niedriger bezogener Stabteilung berechneten Formfaktoren ([Abb. 6.21](#)) zeigt, daß die Ablöseblase (Ablösegebiet weiß markiert) bei der hohen bezogenen Stabteilung den größten Teil des Bereiches zwischen zwei Dellen einnimmt. Im Falle der niedrigen bezogenen Teilung hat sie bis zum Vorbeiziehen der nächsten Delle nicht genug Zeit um sich wieder voll auszubilden und ist somit kleiner. [Abb. 6.22](#) verdeutlicht die zeitliche Ent-

<sup>48</sup> wo in der Gittereintrittsebene noch „vortex shedding“ erkennbar ist ([Abb. 5.33](#))

wicklung der anhand von Stromlinien und Geschwindigkeitsvektoren markierten saugseitigen laminaren Ablöseblase für acht Zeitschritte innerhalb einer Stabdurchlaufperiode. Die Überlagerung der Höhenlinien der turbulenten Viskosität erlaubt gleichzeitig die Bestimmung der Nachlaufdellen-Position. Zum Zeitpunkt des Auftreffens der Delle auf die Schaufel ( $t/T=4/8$  und  $5/8$ ) und im beruhigten Bereich ( $t/T=6/8$  und  $7/8$ ) wird die Ablöseblase komplett unterdrückt, wird dann bis  $t/T=1/8$  erneut aufgebaut und bleibt ab diesem Zeitpunkt bis zum Auftreffen der nächsten Delle unverändert.

Da laut Meßergebnissen die Reynoldszahl den größten Einfluß auf das instationäre Strömungsverhalten hat, wurde auch der Meßpunkt  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$ ,  $t_{BAR}/t=1.06$  und  $u_{BAR}=20$  m/s nachgerechnet. Abb. 6.23 zeigt die unterschiedliche Entwicklung der berechneten Grenzschichtgrößen Verdrängungsdicke  $\delta_1$  und Impulsverlustdicke  $\delta_2$  in Abhängigkeit der Reynoldszahl. Die fehlende Aufdickung der Grenzschicht in den Zonen E und F gegenüber dem niedrigen Reynoldszahl-Fall deutet darauf hin, daß bei der hohen Reynoldszahl die Strömung im gesamten Bereich zwischen den Dellen anliegend bleibt. Die niedrigen Werte der Impulsverlustdicke  $\delta_2$  in den oben genannten Zonen sind eine direkte Folge der fehlenden Ablösung.

Die Unterdrückung der laminaren Ablöseblase wird auch von den in Abb. 6.24 dargestellten Formfaktoren  $H_{12}$  bestätigt, die im Falle der hohen Reynoldszahl unter  $H_{12}=3$  liegen. Die bei der niedrigen Reynoldszahl die Strömungsablösung markierenden Bereiche negativen Reibungsbeiwertes  $c_f$  sind bei der hohen Reynoldszahl nicht mehr vorhanden, während gleichzeitig der gesamte Transitionsbereich stromauf verlagert wird. Ein Vergleich der berechneten turbulenten kinetischen Energie  $\kappa$  mit den gemessenen RMS-Schwankungswerten (Abb. 6.25) unterstreicht erneut das gute Simulationsergebnis, wobei sogar die Doppelppeak-Struktur der Strömung im nachlaufinduzierten transitionalen Bereich (I) genau wie in den Messungen erkennbar ist. Zusätzlich verdeutlicht werden die guten Rechenergebnisse durch die Übereinstimmung zwischen den in der Rechnung markierten Bereichen und dem gemessenen Transitionsverhalten. Einzig der Transitionsbereich E ist gegenüber der Messung etwas zu lang berechnet.

Ein Vergleich der Zeitschriebe von gemessener und berechneter saugseitiger bezogener Impulsverlustdicke bei  $x/l_{ax}=0.97$ ,  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$ ,  $u_{BAR}=10$  m/s (Abb. 6.26 links) bestätigt die richtige numerische Erfassung der Strömungsphänomene, mit hohen Werten im nachlaufinduzierten Bereich, niedrigen Werten stromab des beruhigten Bereichs und wiederum höheren stromab des Gebietes mit der laminaren Ablöseblase. Allerdings erscheint durch den etwas breiter berechneten beruhigten Bereich die Ausdehnung des Ablösegebietes gegenüber der Messung etwas eingeengt, was jedoch auch eine Folge der Phasenmittelung in der Messung sein kann. Das Niveau der bezogenen Impulsverlustdicke ist in der Rechnung aufgrund der im Falle homogener Zuströmung gegenüber der Messung zu niedrig berechneten

Impulsverlustdicke angehoben, so daß der zeitgemittelte Wert<sup>49</sup> nur 6% Verlustreduzierung gegenüber den gemessenen 30% andeutet. Die bei  $Re_1=584000$  gegenüber dem Bereich zwischen zwei Dellen um einen Faktor 3 höhere Impulsverlustdicke im nachlaufinduzierten Bereich (Abb. 6.26 rechts) bewirkt eine Erhöhung der zeitgemittelten Impulsverlustdicke um 32% gegenüber dem stationären Fall, wobei hier erneut der stationäre Bezugswert zu niedrig berechnet wurde. Hier fällt auch der nur geringe Abfall in (1) infolge des Beruhigungseffekts gegenüber dem konstanten Niveau der im gesamten Bereich zwischen zwei Dellen anliegenden Strömung auf.

Die unten dargestellte Tabelle und Abb. 6.27 ermöglichen einen direkten Vergleich von gemessenen und berechneten Totaldruckverlustbeiwerten. Die berechneten Verluste zeigen eine relativ gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten und bestätigen den in den Messungen beobachteten Trend der Verlustreduzierung mit sinkender reduzierter Frequenz (höherer bezogener Stabteilung). Da der stationäre Totaldruckverlustbeiwert bei  $Re_1=200000$  zu niedrig berechnet wurde, fallen auch die Verlustreduzierungen im instationären Fall niedriger aus als die gemessenen und liegen z.B. bei  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}=40$  mm,  $u_{BAR}=20$  m/s bei 6% gegenüber den gemessenen 15%.

	$Re_1=200000$ $t_{BAR}/t=0.53$ $u_{BAR}=10$ m/s	$Re_1=200000$ $t_{BAR}/t=0.53$ $u_{BAR}=20$ m/s	$Re_1=200000$ $t_{BAR}/t=0.53$ $u_{BAR}=200$ m/s	$Re_1=200000$ $t_{BAR}/t=1.06$ $u_{BAR}=20$ m/s	$Re_1=584000$ $t_{BAR}/t=1.06$ $u_{BAR}=20$ m/s	Stationär $Re_1=200000$	Stationär $Re_1=584000$
$\omega_{Messung}$	0.0420	0.0435	-----	0.0425	0.0270	0.0512	0.0248
$\omega_{Rechnung}$	0.0460	0.0439	0.0528	0.0377	0.0323	0.0466	0.0280

TRACE-U erweist sich als sehr akkurat in der Berechnung des instationären Strömungsverhaltens unter dem Einfluß von Nachlaufdellen. Neben Transition bei anliegender und abgelöster Strömung werden durch die Transitionsmodellierung auch die beruhigten Bereiche erfasst und in die Verlustberechnung einbezogen. Der Grund für die Ungenauigkeit der Rechenergebnisse bei homogener Zuströmung konnte noch nicht eindeutig geklärt werden. Trotz der etwas zeitintensiven Rechnungen ist das Verfahren für eine Optimierung des Strömungsverhaltens im Hinblick auf die Nutzung des Beruhigungseffekts sehr gut geeignet.

#### 6.4 Zusammenfassung der numerischen Untersuchungen

Aus der experimentellen Datenbasis wurden mit Hilfe von drei zur Verfügung stehenden Rechenverfahren einzelne ausgewählte Meßpunkte nachgerechnet.

Trotz Nichtberücksichtigung des Beruhigungseffekts, der Potentialwechselwirkung, des Geschwindigkeitsdefizit-Einflusses und der Vorgeschichte der Grenzschicht ermöglicht das qua-

<sup>49</sup> Gerade mit gleicher Markierung wie der zeitabhängige Verlauf im Diagramm

si-stationär angewandte stationäre 2D Euler-Grenzschicht-Rechenverfahren MISES aufgrund seiner Einfachheit und seines guten Konvergenzverhaltens eine gute erste Abschätzung des instationären Strömungsverhaltens. Allerdings erfordert die erfolgreiche Einsetzung von MISES für den instationären Fall Informationen über den zeitlichen Verlauf der Turbulenzintensität in der Zuströmung, die im Realfall nur selten zur Verfügung stehen.

Das vollturbulent rechnende Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Verfahren FLUENT ermöglicht qualitative Aussagen über die Entwicklung des instationären Strömungsfeldes innerhalb der Schaufelpassage. Aufgrund der fehlenden Transitionsmodellierung ist es jedoch nicht in der Lage, laminare Ablösung oder Beruhigungseffekte zu erfassen und somit für Aussagen über instationäres Grenzschichtverhalten weniger geeignet als MISES. Zum Vergleich des Verlustverhaltens für verschiedene Profilformen und Lastzustände im Rahmen eines Optimierungsprozesses ist die vereinfachte Annahme einer vollturbulenten Strömung inpraktikabel. Aufgrund der ausgedehnten Bereiche mit laminarer Strömung auf der Saugseite fallen die Verluste deutlich niedriger aus als die in einer solchen turbulenten Rechnung ermittelten.

Für eine Optimierung unter Berücksichtigung des Beruhigungseffekts erscheint aus den drei zur Verfügung stehenden Rechenverfahren der Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Löser TRACE-U mit implementiertem Transitionskriterium am besten geeignet.

Um bei der Parallelrechnung alle Prozessoren optimal nutzen zu können, gestaltet sich die Netzgenerierung etwas aufwendig, hat jedoch eine erhebliche Reduzierung der Rechenzeit zur Folge. Das verwendete Eingleichungs-Turbulenzmodell nach Spalart-Allmaras erweist sich als sehr robust und in Kombination mit dem Transitionskriterium nach Abu-Ghannam/Shaw sehr akkurat in der Berechnung des instationären Strömungsverhaltens unter dem Einfluß von Nachlaufdüsen. Das multimodale instationäre Transitionsverhalten bei anliegender und abgelöster Strömung wird sehr genau wiedergegeben, obwohl die implementierte empirische Korrelation nach Abu-Ghannam/Shaw auf stationären Meßergebnissen basiert. Besonders hervorzuheben ist die korrekte Erfassung der beruhigten Bereiche und die Berücksichtigung des Beruhigungseffekts bei der Verlustberechnung. Das bei verschiedenen Stabgeschwindigkeiten, Stabteilungen und Zuström-Reynoldszahlen berechnete Transitionsverhalten zeigte sowohl bei der Bestimmung der Position der Ablöseblase als auch des Beruhigungsbereichs eine gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen. Die berechneten und gemessenen Verluste bei instationärer Zuströmung liegen nahe beieinander, während die Verluste aus der Initialisierungsrechnung bei homogener Zuströmung trotz richtiger Erfassung der Ablöseblase Abweichungen zu den Meßergebnissen zeigen. Die Validierung des Verfahrens kann aufgrund der sehr guten, von den Messungen bestätigten Rechenergebnisse als erfolgreich betrachtet werden und gibt Vertrauen in die zukünftigen bei realistischen Geschwindigkeitsdreiecken durchgeführten Rechnungen.

## 7. Auslegungshinweise und Empfehlungen für weitere Untersuchungen

Die vorliegenden experimentellen und numerischen Untersuchungen ermöglichen einen detaillierten Einblick in das instationäre Verhalten der Mittelschnitts-Strömung durch ebene Verdichtergitter unter dem Einfluß stromauf generierter Nachlaufdellen. Der Vergleich zur realen Maschine hochskalierte Modell Aufbau, bestehend aus Dellensimulator und nachfolgendem Schaufelgitter, ermöglicht in Kombination mit den eingesetzten instationären Meßtechniken eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung des multimodalen Transitionsverhaltens.

Trotz eingehender Voruntersuchungen erwies sich der Versuchsaufbau als sehr komplex und brachte zwei Nachteile mit sich, die konstruktiv nicht behoben werden konnten:

- Die Leckagen zwischen Schaufelgitter und bewegten Stäben können konstruktiv bedingt nicht vollständig abgedichtet werden und bewirken eine Veränderung des Strömungsverhaltens gegenüber den eigentlich gewünschten Zuströmbedingungen, was vor allem die numerische Simulation erschwert.
- Die Einengung des Strömungsquerschnitts durch die konturierten Holzseitenwände erfordert eine Reduzierung des Schaufelseitenverhältnisses und bewirkt somit eine höhere Strömungskontraktion.

Bei den durchgeführten Messungen wurden keine Untersuchungen zum Einfluß des Grundturbulenzgrades auf das instationäre Strömungsverhalten durchgeführt. Eine solche Untersuchung wird im Hinblick auf die etwas höheren in realen Hochdruckverdichtern anzutreffenden Grundturbulenzgrade empfohlen, ist durch den Austausch des verwendeten Turbulenzsiebes leicht realisierbar und wird wahrscheinlich eine weniger empfindliche Reaktion der Grenzschicht<sup>50</sup> auf die periodisch instationäre Zuströmung zur Folge haben. Durch Ausbau des Turbulenzsiebes kann der Grundturbulenzgrad weiter abgesenkt und somit der Effekt der Nachlaufdellen weiter verstärkt werden.

Ein sowohl experimentell als auch numerisch untersuchenswerter Geometrie-Parameter ist der Abstand zwischen Stab- und Schaufelgitter, der die Turbulenzintensität und das Geschwindigkeitsdefizit innerhalb der Stabnachlaufdelle und somit auch das Strömungsverhalten des stromabliegenden Schaufelgitters maßgeblich beeinflusst.

Obwohl Nachrechnungen mit MISES einen sehr frühen Grenzschichtumschlag auf der Druckseite ermittelten, ist eine Nachinstrumentierung der Druckseite mit Dünnschichten empfehlenswert, um das instationäre Strömungsbild zu komplettieren. Aus diesen Messungen kann eventuell die Ursache für den in den Nachlauftraversierungen beobachteten druckseitigen Verlustanstieg bei der hohen Reynoldszahl ermittelt werden.

<sup>50</sup> geringere Transitionspunktwanderung

Durch eine spezielle Auswertung der Dünnschichtdaten ist es möglich, zusätzliche Informationen über das instationäre Grenzschichtverhalten zu erhalten. Dieses zeigen Untersuchungen von *Solomon 2000*, der Dünnschichtergebnisse zusätzlich über einen Intermittenzbestimmungs-Algorithmus in Kombination mit einem Algorithmus zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit entspannter Strömungsgebiete („relaxing flow regions“ *Abb. 7.1*) auswertete. Diese Gebiete werden durch eine kontinuierliche Entspannung der Quasi-Wandschubspannung von hohem turbulentem auf laminares Niveau ( $dt/dt < 0$ , Umschalten der Intermittenz von 1 auf 0) charakterisiert. Die Wahrscheinlichkeit entspannter Strömung ermöglicht eine Aussage über die Effektivität des Beruhigungseffektes, die Dellenstärke und über die Unterdrückung einer eventuellen laminaren Ablösung. Eine „relaxing flow probability“ von 60% bedeutet z.B., daß 60% der vorbeiziehenden Nachlaufzellen Turbulenzflecke in der Grenzschicht und somit auch beruhigte Bereiche induzieren (*Walker et al. 1998*).

Eine FFT-Analyse der instationären Dünnschicht-Rohspannungen ergab keinerlei Anzeichen von Tollmien-Schlichting-Aktivitäten im Bereich des Grenzschichtumschlags, was ähnlich wie bei *Halstead et al. 1955* zur Schlußfolgerung führte, daß die Transition über den Bypass-Mechanismus stattfindet und in diesem Fall die lineare Stabilitätstheorie keine Gültigkeit mehr hat. Neueste Untersuchungen von *Hughes und Walker 2000* zeigen, daß die lineare Stabilitätstheorie auch für Bypass-Transition bei positiven Druckgradienten mit Turbulenzgraden bis 8% relevant ist. Ein Algorithmus zur Detektierung von Tollmien-Schlichting-Wellen aus Dünnschicht-Rohspannungen wurde entwickelt, wobei durch spezielle Hochpassfilterung die Wellenpakete niedriger Amplitude von Turbulenzschwankungen hoher Amplitude getrennt und sichtbar gemacht werden können, um anschließend mit Hilfe der Wavelet-Analyse den Frequenzinhalt der einzelnen Ereignisse zu untersuchen. *Abb. 7.2* zeigt die so nachbearbeiteten Dünnschicht-Rohspannungen, wobei sowohl im nachlaufinduzierten Bereich als auch im ungestörten Bereich zwischen zwei Dellen deutlich erkennbar ist, daß Tollmien-Schlichting-Wellen den Transitionsprozeß einleiten. Aufgrund der großen Ähnlichkeit der Rohspannungen von *Hughes und Walker 2000* mit den im vorliegenden Vorhaben gemessenen stellt sich die Frage, ob eine solche Auswertung auch für die hier vorgestellten Untersuchungen Tollmien-Schlichting-Aktivität zeigt.

Neben den gemessenen instationären Profildruckverteilungen wäre auch eine zeitgenaue Erfassung und Zuordnung der Totaldruckverluste mit Hilfe einer hochfrequenten (Kulite) Nachlauf-Kammsonde von Vorteil, erfordert aufgrund der niedrigen Druckunterschiede allerdings einen sehr kleinen Meßbereich der Drucksensoren. Eine Alternative dazu wäre eine Kulite-Fünflochsonde, die sogar Aussagen über das instationäre Abströmwinkel-Verhalten ermöglicht. Durch ein nachträgliches Post-Processing der TRACE-U-Ergebnisse kann ebenfalls die berechnete instationäre Abströmwinkelverteilung bestimmt werden.

Stabnachlauftraversierungen sowie Grenzschichtuntersuchungen mit Hilfe der 3D-Hitzdrahtmeßtechnik würden das instationäre Strömungsbild vervollständigen und gleichzeitig die für den numerischen Ansatz wichtige Bestimmung der Längenskalen der Turbulenz ermöglichen.

Neben dem Einfluß der Nachlaufzellen auf die Profilverluste im Mittelschnitt gibt es im Falle der Rotor/Stator-Interaktion weitere komplexe dreidimensionale Wechselwirkungen aufgrund des Transports der Sekundärströmung, der Spaltströmung und der Seitenwandgrenzschicht durch aufeinanderfolgende Schaufelreihen (*Fan und Lakshminarayana 1994*).

*Poengsen und Gallus 1991* sowie *Puetz et al. 1998* beobachteten bei Messungen an mehrstufigen Axialverdichtern einen signifikanten Einfluß des instationären Strömungsfeldes auf den Stator-Eckenwirbel, dessen Verhalten eng an den Eckenwirbel und die Spaltströmung des stromaufliegenden Rotors gekoppelt ist. *Ho und Lakshminarayana 1996* stellten bei der numerischen Untersuchung eines einstufigen Verdichters fest, daß Seitenwandgrenzschicht und Spaltströmung einen größeren Einfluß auf das instationäre Strömungsfeld haben als Nachlaufzellen. Von *Funazaki et al. 1999* wurden im Sekundärströmungsbereich bei instationärer Zuströmung bedeutende zeitliche Schwankungen des Abströmwinkels in der stromabliegenden Schaufelreihe identifiziert. *Dawes 1994* beobachtete in einem Verdichterstator unter dem Einfluß des instationären Strömungsfeldes, insbesondere des Eckenwirbels im vorgelagerten Rotor, einen 30%-igen Anstieg der Seitenwandverluste.

Auch wenn im mittleren Schaufelbereich aufgrund der Zweidimensionalität der Strömung quasi-stationäre Rechnungen eventuell eine befriedigende Abschätzung des instationären Strömungsverhaltens ermöglichen, so ist dies im Sekundärströmungsbereich mit der komplexen Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Wirbelsystemen nicht mehr der Fall.

*Chahuvadi et al. 1999* fanden zum Beispiel, daß die Interaktion zwischen Stator- und Rotorkanalwirbel zwei wesentliche Effekte mit sich bringt:

- Der saugseitige Ast des Stator-Kanalwirbels verlagert sich über den entstehenden Rotor-Kanalwirbel.
- Der druckseitige Ast des Stator-Kanalwirbels verschmilzt mit dem Rotor-Kanalwirbel.

Eine 3D-Untersuchung des instationären Strömungsverhaltens unter Verwendung des Programmpaketes TRACE-U könnte einen tieferen Einblick in die Entwicklung des Sekundärströmungsbereiches ermöglichen.

Bei den meisten Verdichterschaukeln erfolgt die Strömungsablösung zuerst in den Eckenbereichen zwischen Saugseite und Nabe bzw. Gehäuse (*Cherrett 1995*). Mit steigender Schaufelbelastung wird diese Ablösung ausgeprägter und die Strömung aufgrund der Blockage in Richtung Mittelschnitt umgelenkt. Um aufgrund der Eckenablösung im Seitenwandbereich den entsprechenden Sicherheitsabstand zur Pumpgrenze zu gewährleisten, legt man daher den Mittelschnitt konservativ aus und belastet diesen nur mäßig, um hier unter allen Umständen Strömungsablösung zu vermeiden (*Sharma und Tan 1998*). Ein 3D-Auslegungskonzept, das Eckenablösung verhindert (z.B. Bow und Sweep<sup>51</sup>, Seitenwandkonturierung), würde somit ei-

<sup>51</sup> siehe auch *Teusch 2000*



ne Umverteilung der Schaufelbelastung (höhere Belastung des Mittelschnitts) sowie eine Homogenisierung der Abströmgrößen in Schaufelhöhenrichtung ermöglichen, mit direkten positiven Auswirkungen auf Wirkungsgrad und Gewichtsreduzierung.

Sowohl im 2D- als auch im 3D-Fall sollte auch das „off-design“-Verhalten unter dem Einfluß periodisch instationärer Zuströmung untersucht werden, da das Strömungsverhalten aufgrund der veränderten Schaufelbelastung signifikant beeinflusst wird (*Halstead et al. 1995*). *Walker et al. 1998* fanden bei Inzidenz- und Clocking-Variationen Unterschiede im saug- und druckseitigen Transitionsverhalten, speziell was Stärke und Effektivität des beruhigten Bereichs anbelangt. Außerdem bemerkten sie einen unterschiedlichen Einfluß der instationären Zuströmung auf Ablöseblasen an der Vorderkante bzw. im mittleren Schaufelbereich.

Aufgrund der flachen Geschwindigkeitsdreiecke kann die kinematische Ähnlichkeit zur realen Hochdruckverdichter-Konfiguration nicht gewährleistet werden. Die quantitativen Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen sind somit nicht direkt auf die Maschine übertragbar und auch in Bezug auf die Festlegung von Richtlinien bezüglich einer optimierten Auslegung nur mit Vorsicht anwendbar. Hier könnten weitere Untersuchungen (mit reduziertem Detaillierungsgrad, eventuell nur Verlustmessungen) in einem Versuchsverdichter (wie z.B. die von *Hoynacki und Gallus 1999*) sowie fortführende Rechnungen mit TRACE-U für mehr Klarheit sorgen.

Die Berücksichtigung des Einflusses der stromauf generierten Nachlaufdellen in neuen Optimierungsstrategien erlaubt eine Neudefinition der aktuellen Grenzbereiche bezüglich Verzögerungsniveau, Position der Saugspitze und Vermeidung von Strömungsablösung.

Für die Auslegung von Verdichterschaukeln mit CDA-Profilierung kann man die neuen Erkenntnisse über den Beruhigungseffekt nutzen, indem man z.B. das Geschwindigkeitsverhältnis  $W_{\max}/W_1$  jenseits der durch konventionelle Verfahren festgesetzten, konservativen Grenzen erhöht. Dadurch ist gegenüber konventionellen Auslegungskonzepten eine höhere Schaufelbelastung erreichbar, während eine im mittleren Schaufelbereich auftretende laminare Ablöseblase durch die in der Arbeit beschriebenen Effekte unterdrückt werden kann. Es wird sogar empfohlen bei der Auslegung eine größere Ablöseblase in Kauf zu nehmen, da die Untersuchungen zeigten, daß nur in diesem Fall der positive Beruhigungseffekt voll wirksam ist. Obwohl ein solches Profil im stationären Fall deutlich höhere Verluste produzieren wird, sollte das instationäre Verlustverhalten der neu ausgelegten Schaufel trotz höherer Belastung nicht schlechter sein als das eines für stationäre Strömung optimierten Profils.

Die bei periodisch instationärer Zuströmung gemessenen Verluste zeigen bei niedriger Zuström-Reynoldszahl eine Verlustreduzierung, während bei hoher Reynoldszahl ein Verlustanstieg gegenüber dem Fall mit homogener Zuströmung zu verzeichnen ist. Somit sollte bei einer Auslegungsoptimierung unter Berücksichtigung instationärer Effekte darauf geachtet

werden, die Zuström-Reynoldszahl so gering wie möglich zu halten, was über kleinere Schaufeln realisiert werden kann.

Die Untersuchungen ergaben auch, daß die Profilform einen entscheidenden Einfluß auf das instationäre Transitionsverhalten hat. Ein Profil mit einem höher belasteten vorderen Bereich (V111) reagiert weniger empfindlich auf eine periodisch instationäre Zuströmung und kann aufgrund der früheren und kürzeren Transition den Beruhigungseffekt nicht optimal nutzen. Aufgrund der langsameren Verzögerung direkt stromab des Machzahl-Maximums sind beruhigter und transitionaler Bereich im Falle eines Profils vom Typ des Gitters V110 viel ausgedehnter und somit auch die Unterdrückung der Ablöseblase im Bereich zwischen zwei Dellen effizienter. Bei einer aerodynamischen Optimierung hinsichtlich instationärer Zuströmung sollte jedoch prinzipiell immer das Gesamtsystem Hochdruckverdichter betrachtet werden.

Für die vorderen Verdichterstufen ist somit eine Profilform von der Art des Gitters V110 empfehlenswert, die aufgrund des besser ausgebildeten Beruhigungsbereichs in der Lage ist, eine zum Erreichen einer höheren Belastung bei der Auslegung in Kauf genommene größere Ablöseblase<sup>52</sup> effektiver zu unterdrücken. In den hinteren Stufen summieren sich die instationären Effekte aller vorgelagerten Schaufelreihen mit dem Resultat einer höheren Grundturbulenz auf, wodurch der Einfluß der Stabnachläufe und somit auch der Beruhigungseffekt deutlich schwächer wird. Hier ist wahrscheinlich ein Profil von der Art des Gitters V111 geeigneter, da es weniger empfindlich auf das instationäre Strömungsfeld reagiert und im Hinterkantenbereich weniger ablösegefährdet ist.

Anhand der Erkenntnisse aus den durchgeführten Messungen wird empfohlen, ein auf instationäre Zuströmung optimiertes Verdichtergitter mit einer Profilverteilung vom Typ des Gitters V110 mit höherer Belastung (größerer Schaufelteilung) und größerer Ablöseblase auszuwählen und dessen Verlustverhalten bei instationärer Zuströmung zu untersuchen.

Auch wenn die Totaldruckverluste für ein solches unter Berücksichtigung der instationären Zuströmung optimiertes Profil ein etwas höheres Niveau haben würden, sind aufgrund der durch die höhere erzielte Schaufelbelastung reduzierten Schaufelanzahl und die gleichzeitig geringere durch die Strömung benetzte Schaufeloberfläche<sup>53</sup> für die Stufe insgesamt niedrigere Verluste zu erwarten.

<sup>52</sup> um eine höhere Schaufelbelastung zu erzielen

<sup>53</sup> weniger Schaufeln in einer Stufe

## 8. Zusammenfassung

Die Sicherstellung eines effizienten, umweltverträglichen und ressourcenschonenden Betriebs von stationären Gasturbinen im Energiesektor sowie von Fluggasturbinen im Transportsektor stellt Industrie und Wissenschaft vor eine große Herausforderung und kann nur mit Hilfe moderner Technologien bewältigt werden.

Durch eine kontinuierliche Verbesserung des thermischen Wirkungsgrades über die Erhöhung von Verdichterdruckverhältnis, Turbineneintrittstemperatur und mit damit einhergehenden verbesserten Materialien, Fertigungsverfahren und Schaufel-Kühlungskonzepten ist es im Laufe der Zeit gelungen, ein komplexes Antriebssystem mit hoher Zuverlässigkeit zu entwickeln. Der zur Zeit im Flugzeugbau in Richtung einer globalen Kostenreduzierung gehende Entwicklungstrend erfordert kürzere Entwicklungszeiten und -kosten sowie eine schnellere Anpassung an veränderte Anforderungen, ohne dabei Leistungsverhalten und Zuverlässigkeit zu vernachlässigen. Dieses setzt für den Entwickler eine vermehrte Nutzung numerischer Verfahren bei gleichzeitiger Reduzierung des Versuchsbetriebs voraus.

Da die Qualität einer Turbomaschine direkt an die aerodynamische Qualität und die Leistungscharakteristik der Beschaufelung gekoppelt ist, versucht man zur Zeit eine Kostenreduzierung nicht mehr primär über eine Erhöhung des ohnehin schon sehr hohen Wirkungsgrades, sondern eher über eine kompakte Bauweise mit weniger Schaufeln zu erreichen. Die dafür erforderliche höhere aerodynamische Belastung der einzelnen Schaufeln hat ein komplexer werdendes Strömungsfeld zur Folge und stellt hohe Anforderungen an die zur Verfügung stehenden Auslegungswerkzeuge.

Zukünftige numerische Auslegungsverfahren werden bisher kaum beachtete Aspekte wie Schaufelreihen-Interaktion bzw. Instationarität des Strömungsfeldes berücksichtigen müssen, um die gesteckten Auslegungsziele verwirklichen zu können. Um ein zuverlässiges numerisches Werkzeug für die Schaufeloptimierung zu erhalten, ist eine detaillierte Validierung und Kalibrierung der eingesetzten Turbulenz- und Transitionsmodelle anhand von experimentellen Daten unverzichtbar.

Durch die Schaffung einer breiten experimentellen Datenbasis ermöglicht die vorliegende Arbeit einen tieferen Einblick in die instationären Vorgänge innerhalb der Grenzschicht von Verdichterschaufeln und liefert gleichzeitig einen Beitrag zur Validierung und Kalibrierung von instationären Rechenverfahren, speziell zu deren Transitionsmodellierung.

Dabei wurde vordergründig die Wechselwirkung zwischen den periodisch von einer stromauf liegenden Schaufelreihe generierten Nachlaufdellen mit dem Strömungsfeld der nachfolgenden Schaufelreihe untersucht, die im subsonischen Bereich die Haupt-Instabilitätsquelle für aerodynamisches Verhalten, Schwingungsverhalten und Lärmentwicklung darstellt.

Aufgrund der ähnlichen Struktur von Schaufel- und Zylindernachläufen wurden die von einem Rotor produzierten Nachlaufdellen mit Hilfe von Zylinderstäben simuliert, die im Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal durch einen speziell entwickelten Erzeuger instationärer Zuströmbedingungen stromauf des untersuchten Verdichtergitters bewegt werden. Die Anwendung von Meßtechniken verschiedener Komplexität ermöglichte die Untersuchung verschiedener Aspekte des instationären Grenzschichtverhaltens. Um die zeitliche Entwicklung des multimodalen Transitionsverhaltens nicht nur an einem Punkt, sondern auf der gesamten Schaufeloberfläche gleichzeitig verfolgen zu können, wurde eine instationäre, simultane Dünnschichtmeßtechnik aufgebaut. Neben diesen Messungen wurden auch stationäre und instationäre Druckverteilungsmessungen, Nachlauftraversierungen (mit Fünflochsonde und mit 1D-Heißfilmen) sowie Grenzschichttraversierungen mit einer 1D-Hitzdrahtsonde durchgeführt, die eine detailliertere Untersuchung des Strömungsverhaltens im Mittelschnitt und dabei besonders auf der Saugseite ermöglichten.

Die in allen Meßpunkten im stationären Fall vorhandene laminare Ablöseblase wurde bei periodisch instationärer Zuströmung durch die hohe Turbulenz der auftreffenden Nachlaufdelle vollständig unterdrückt und bildete sich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Dellen langsam wieder zurück.

Der von den Turbulenzflecken im nachlaufinduzierten Bereich generierte beruhigte Bereich ist aufgrund seiner hohen Schubspannungswerte, seines niedrigeren Formfaktors und seines volleren Geschwindigkeitsprofils stabiler gegenüber äußeren Störungen als die laminare Grenzschicht und ermöglicht eine Verzögerung des Transitionsbeginns bzw. je nach Effektivität eine teilweise oder komplette Unterdrückung laminarer Ablösung. Anhand der über die gesamte Oberfläche simultan aufgenommenen Rohspannungen konnten Strömungsaspekte aufgedeckt werden, die bei der Betrachtung der phasengemittelten Ergebnisse nicht in Erscheinung treten. Den größten Einfluß auf das instationäre Grenzschichtverhalten hat, wie im stationären Fall auch, die Zuström-Reynoldszahl, während von den instationären Strömungsgrößen die reduzierte Frequenz bestimmend ist. Bei hohen Reynoldszahlen kann nachlaufinduzierte Transition bereits im Beschleunigungsbereich erzwungen werden, was eine fast die gesamte Saugseitenoberfläche bedeckende transitionale Strömung zur Folge hat. Anhand der im Hinterkantenbereich gemessenen integralen Grenzschichtgrößen konnte das instationäre Strömungsverhalten genauer quantifiziert werden.

Die Auswertung der Nachlauftraversierungen ergab für die untersuchten Konfigurationen bei niedriger Reynoldszahl gegenüber dem stationären Fall eine bis zu 20%-ige Verlustreduzierung, während bei hoher Reynoldszahl ein bis zu 30%-iger Verlustanstieg verzeichnet wurde.

Das Grenzschichtverhalten unter dem Einfluß stromauf produzierter Nachlaufdellen ist somit nicht einfach eine periodische Transitionspunktwanderung aufgrund des zeitlich veränderlichen Zuströmturbulenzgrades. Durch nachlaufinduzierte Transition werden beruhigte Bereiche

generiert, die eine stabilisierende Wirkung auf die Grenzschicht haben, zur Verlustreduzierung beitragen und in der Transitionsmodellierung instationärer Rechenverfahren für eine akkurate Verlustabschätzung unbedingt berücksichtigt werden müssen.

Für eine Grobabschätzung des instationären Strömungs- und Verlustverhaltens ist ein in quasi-stationärer Weise angewandtes stationäres Euler-Grenzschichtrechenverfahren in der Lage, in kürzester Zeit akzeptable Ergebnisse zu liefern, benötigt als Eingabegröße jedoch Informationen über den instationären Turbulenzgrad-Verlauf in der Zuströmung. Eine aerodynamische Optimierung unter Berücksichtigung der Rotor/Stator-Interaktion ist jedoch nur mit einem instationären Verfahren möglich. Der Einfluß von Nachlaufdüellen auf die Grenzschicht der stromabliegenden Schaufeln mit den dabei entstehenden nachlaufinduzierten und beruhigten Bereichen kann nur mit Hilfe eines Transitionskriteriums zuverlässig erfaßt und quantifiziert werden. Das anhand der Meßergebnisse validierte Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Verfahren TRACE-U mit implementiertem Transitionskriterium nach Abu-Ghannam/Shaw erweist sich als sehr zuverlässig in der Erfassung des multimodalen Transitionsverhaltens und in der Abschätzung der Verluste.

Bei Berücksichtigung des Einflusses der stromauf generierten Nachlaufdüellen in neuen Optimierungsstrategien ist es möglich, die aktuellen konservativen Grenzen bezüglich Verzögerungsniveau, Position der Saugspitze und Vermeidung von Strömungsablösung zu erweitern. Ein unter diesem Aspekt optimiertes Profil kann unter Inkaufnahme einer ausgeprägteren saugseitigen laminaren Ablöseblase höher belastet werden. Obwohl dadurch im stationären Fall verglichen mit einem für stationäre Strömung optimierten Profil deutlich höhere Verluste produziert werden, wird das instationäre Verlustverhalten aufgrund der zeitweisen Unterdrückung der Ablöseblase und der Ausnutzung des Beruhigungseffektes sowie der durch die höhere erzielte Schaufelbelastung reduzierten Schaufelanzahl für die Verdichterstufe insgesamt besser sein.

Diese Untersuchung verdeutlicht, daß für eine Steigerung der aerodynamischen Qualität von Turbomaschinenbeschaufelungen eine Berücksichtigung der Schaufelreihen-Interaktion und deren Begleiterscheinungen unabdinglich ist.

## 9. Literatur

Abu-Ghannam, B.J.; Shaw, R.; 1980 "Natural Transition of Boundary Layers- The Effect of Turbulence, Pressure Gradient and Flow History", *Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol. 22, No. 5, pp. 213-228

Acton, P.; 1998 "Untersuchung des Grenzschichtumschlages an einem hochbelasteten Turbinengitter unter inhomogenen und instationären Zuströmbedingungen", Dissertation, Universität der Bundeswehr München

Acton, E.; Cargill, M.; 1988 "Non-Reflecting Boundary Conditions for Computations of Unsteady Turbomachinery Flow", *Proc. 4<sup>th</sup> Int. Symp. Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines and Propellers*, pp. 211-228

Adamczyk, J.J.; 1996 "Wake Mixing in Axial Flow Compressors", *ASME Paper 96-GT-29*

Adamczyk, J.J.; 1999 "Aerodynamic Analysis of Multistage Turbomachinery Flows in Support of Aerodynamic Design", *ASME Paper 99-GT-80*

Adamczyk, J.J.; Celestina, M.L.; Chen, J.P.; 1994 "Wake-Induced Unsteady Flows: Their Impact on Rotor Performance and Wake Rectification", *ASME Paper 94-GT-219*

Addison, J.S.; Hodson, H.P.; 1989 "Unsteady Transition in an Axial-Flow Turbine - Part I and II", *ASME Papers 89-GT-289 und 89-GT-290*

Amecke, J.; 1967 "Auswertung von Nachlaufmessungen an ebenen Schaufelgittern", Bericht 67A49, AVA Göttingen

Arndt, N.; 1993 "Blade Row Interaction in a Multistage Low-Pressure Turbine", *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 115, pp. 137-146

Banieghbal, M.R.; Curtis, E.M.; Denton, J.D.; Hodson, H.P.; Huntsman, I.; Schulte, V.; 1995 "Wake Passing in LP Turbine Blades", *AGARD-CP-571*

Bertolotti, F.P.; Herbert, T.; Spalart, P.R.; 1992 "Linear and Non-Linear Stability of the Blasius Boundary Layer", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 242, pp. 441-474

Brunner, S.; Teusch, R.; Stadtmüller, P.; Fottner, L.; 1998 "The Use of Simultaneous Surface Hot Film Anemometry to Investigate Unsteady Wake Induced Transition in Turbine and Compressor Cascades", 14<sup>th</sup> Symp. on Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines, Limerick/Ireland

Cantwell, B.; Coles, D.; Dimotakis, P.; 1978 "Structure and Entrainment in the Plane of Symmetry of a Turbulent Spot", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 87, Part 4, pp. 641-672

Chakka, P.; Schobeiri, M.T.; 1997 "Modeling Unsteady Boundary Layer Transition on a Curved Plate Under Periodic Unsteady Flow Conditions: Aerodynamic and Heat Transfer Investigations", ASME Paper 97-GT-399

Chakka, P.; Schobeiri, M.T.; 1999 "Scales of Turbulence During Boundary Layer Transition Under Steady and Unsteady Flow Conditions", ASME Paper 99-GT-221

Chaluvadi, V.S.P.; Kalfas, A.I.; Banieghbal, M.R.; Hodson, H.P.; Denton, J.D.; 1999 "Blade Row Interaction in a High Pressure Turbine", ISABE 99-7265

Cherrett, M.A.; 1995 "Rotor-Stator Interaction in a High-Speed Axial Compressor", AGARD-CP-571

Cho, N.; Liu, X.; Rodi, W.; Schöning, B.; 1993 "Calculation of Wake-Induced Unsteady Flow in a Turbine Cascade", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, pp. 675-686

Cohen, M.J.; Ritchie, N.J.B.; 1962 "Low-Speed Three-Dimensional Contraction Design", *Journal of the Aeronautical Society*, Vol. 66, pp. 231-236

Cumpsty, N.A.; Dong, Y.; Li, Y.S.; 1995 "Compressor Blade Boundary Layers in the Presence of Wakes", ASME Paper 95-GT-443

Dawes, W.N.; 1992 "Towards Improved Throughflow Capability", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 114, pp. 8-17

Dawes, W.N.; 1994 "A Numerical Study of the Interaction of a Transonic Compressor Over-tip Leakage Vortex with the Following Stator Blade Row", ASME Paper 94-GT-156

Delimar, D.; Swoboda, M.; Lötzerich, M.; 1998 "Numerical Analysis of an Unsteady Flow Field in a Compressor Cascade Under Periodically Changing Inflow Conditions", *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, Vol. 72, contributions to the 11<sup>th</sup> AGSTAB/DGLR Symposium

Denton, J.D.; 1993 "Loss Mechanisms in Turbomachines", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, pp. 621-656

Dhawan, S.; Narashima, R.; 1958 "Some Properties of Boundary Layer Flow During the Transition from Laminar to Turbulent Motion", Journal of Fluid Mechanics Vol. 3, pp. 418-436

Dong, Y.; Cumpsty, N.A.; 1989 "Compressor Blade Boundary Layers - Part I and II", ASME Papers 89-GT-50 und 89-GT-51

Drela, M.; 1995 "MISES Implementation of Modified Abu-Ghannam/Shaw Transition Criterion", MIT Aero-Astro

Drela, M.; Giles, M.B.; 1987 "ISES: A Two-Dimensional Viscous Aerodynamic Design and Analysis Code", AIAA-87-0424

Drela, M.; Youngren, H.; 1996 "A User's Guide to Mises 2.4", MIT Computational Aerospace Sciences Laboratory

Dring, R.P.; Spear, D.A.; 1991 "The Effect of Wake Mixing on Compressor Aerodynamics", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113, No. 4

Dullenkopf, K.; Mayle, R.E.; 1995 "An Account for Free-Stream-Turbulence Length Scale on Laminar Heat Transfer", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 117, pp. 401-406

Emmons, H.W.; 1951 "The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer -- Part I", Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 18, No. 7, pp. 490-498

Engber, M.; 1996 "Untersuchung von Ablöseblasen in Turbinen- und Verdichtergittern unter dem Einfluß einer inhomogenen Zuströmung", Dissertation, Univ. der Bundeswehr München

Engel, K.; Eulitz, F.; Pokorny, S.; Faden, M.; 1996 "3D Navier-Stokes Solver for the Simulation of the Unsteady Turbomachinery Flow on a Massively Parallel Hardware Architecture", Notes on Numerical Fluid Dynamics, Vieweg-Verlag, Vol. 52

Eulitz, F.; 2000 "Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen", Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, auch DLR Forschungsbericht 2000-05



Eulitz, F.; Engel, K.; 1998 "Numerical Investigation of Wake Interaction in a Low Pressure Turbine", ASME Paper 98-GT-563

Eulitz, F.; Engel, K.; Pokorny, S.; 1996 "Numerical Investigation of Inviscid and Viscous Interaction in a Transonic Compressor", AGARD-CP-571

Falco, R.E.; 1980 "The Production of Turbulence near a Wall", AIAA Paper 80-1356

Fan, S.; Lakshminarayana, B.; 1994 "Computation and Simulation of Wake-Generated Unsteady Pressure and Boundary Layers in Cascades – Part I and II", ASME Papers 94-GT-140 und 94-GT-141

Fitzgerald, J.E.; Niven, A.J.; Davies, M.R.D.; 1998 "Turbine Blade Aerodynamic Wall Shear Stress Measurements and Predictions", ASME Paper 98-GT-562

Fluent User's Guide, Fluent Incorporated 1998

Fottner, L.; 1989 "Review of Turbomachinery Blading Design Problems", AGARD Lecture Series 167

Funazaki, K.; Aoyama, Y.; 2000 "Studies on Turbulence Structure of Boundary Layers Disturbed by Moving Wakes", ASME Paper 2000-GT-272

Funazaki, K.; Tetsuka, N.; Tanuma, T.; 1999 "Effects of Periodic Wake Passing upon Aerodynamic Loss of a Turbine Cascade – Part I and II", ASME Papers 99-GT-93 und 99-GT-94

Gallus, H.E.; Zeschky, J.; Hah, C.; 1994 "Endwall and Unsteady Phenomena in an Axial Turbine Stage", ASME Paper 94-GT-143

Ganzert, W.; Fottner, L.; 1996 "WINPANDA—an Enhanced PC-Based Data Acquisition System for Wake and Profile Pressure Distribution Measurements at the High Speed Cascade Wind Tunnel", Proc. 13<sup>th</sup> Symp. on Meas. Techn. For Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines, Zürich

Giles, M.B.; 1988 "Non-Reflecting Boundary Conditions for the Euler Equations", CFDL-TR-88-1

Giles, M.B.; 1990 "UNSFLO: A Numerical Method for the Calculation of the Unsteady Flow in Turbomachinery", MIT, Gas Turbine Laboratory, GTL Report #205

Gostelow, J.P.; Walker, G.J.; Solomon, W.J.; Hong, G.; Melwani, N.; 1996 "Investigation of the Calmed Region Behind a Turbulent Spot", ASME Paper 96-GT-489

Gutmark, E.; Blackwelder, R.F.; 1987 "On the Structure of a Turbulent Spot in a Heated Laminar Boundary Layer", Experiments in Fluids, Vol. 5, pp. 217-229

Halstead, D.E.; Wisler, D.C.; Okiishi, T.H.; Walker, G.J.; Hodson, H.P.; Shin, H.W.; 1995 "Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines – Part 1 to 4", ASME Papers 95-GT-461 bis 95-GT-464

Haukeisen, V.; 1996 "Untersuchungen des Grenzschichtumschlags am Kreiszylinder bei unterschiedlichen stationären und instationären Zuströmbedingungen", Dissertation, TH Darmstadt

Haukeisen, V.; Schröder, T.; Hennecke, D.K.; 1998 "Measurements with Surface Mounted Hot-Film Sensors on Boundary Layer Transition in Wake Disturbed Flow", AGARD-CP-598

He, L.; 1993 "New Two-Grid Acceleration Method for Unsteady Navier-Stokes Calculations", AIAA J. Prop. and Power, Vol. 9, No. 2, pp. 272

Ho, Y.-H.; Lakshminarayana, B.; 1996 "Computation of Three-Dimensional Steady and Unsteady Flow Through a Compressor Stage", ASME Paper 96-GT-70

Hobbs, D.E.; Weingold, H.D.; 1983 "Development of Controlled Diffusion Airfoils for Multistage Compressor Application", ASME Paper 83-GT-211

Hodson, H.P.; 1998 "Bladerow Interactions in Low Pressure Turbines", VKI Lecture Series 1998-02

Howell, R.J.; Ramesh, O.N.; Hodson, H.P.; Harvey, N.W.; Schulte, V.; 2000 "High Lift and Aft Loaded Profiles for Low Pressure Turbines", ASME Paper 2000-GT-261

Hoynacki, A.; Gallus, H.E.; 1999 "Einfluß von instationärer Strömung und Turbulenz auf die Grenzschichten und auf die Druckverteilungen von Beschaukelungen moderner mehrstufiger Axialverdichter", Abschlußbericht Vorhaben Nr. 601, FVV-Forschungsbericht, Heft 679

Hübner, J.; 1996 "Experimentelle und theoretische Untersuchung der wesentlichen Einflußfaktoren auf die Spalt- und Sekundärströmung in Verdichtergittern", Dissertation, Universität der Bundeswehr München

Hughes, J.D.; Walker, G.J.; 2000 "Natural Transition Phenomena on an Axial Compressor Blade", ASME Paper 2000-GT-264

IATA Annual Report 1999

Johnson, M.W.; 1994 "A Bypass Transition Model for Boundary Layers", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 759-764

Johnson, M.W.; Dris, A.; 1999 "The Origin of Turbulent Spots", ASME Paper 99-GT-32

Johnson, M.W.; Ercan, A.H.; 1996 "A Boundary Layer Transition Model", ASME Paper 96-GT-444

Johnson, M.W.; Fasihfar, A.; 1994 "Properties of Turbulent Bursts in Transitional Boundary Layers", Int. Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 15, No. 4, pp. 283-290

Jones, W.P.; Launder, B.E.; 1972 "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp. 301-314

Katz, Y.; Seifert, A.; Wygnanski, I.; 1990 "On the Evolution of the Turbulent Spot in a Laminar Boundary Layer with a Favourable Pressure Gradient", J. Fluid Mech., Vol. 221, pp. 1-22

Kau, H.P.; 1998 "The Multidisciplinary Design Process", RTO Lecture Series 211

Kerrebrock, J.L.; Mikolajczak, A.A.; 1970 "Intra-Stator Transport of Rotor Wakes and Its Effect on Compressor Performance", ASME J. of Engineering for Power, 92A, pp. 359-368

Kittichaikarn, C.; Ireland, P.T.; Zhong, S.; Hodson, H.P.; 1999 "An Investigation on the Onset of Wake-Induced Transition and Turbulent Spot Production Rate Using Thermochromic Liquid Crystals", ASME Paper 99-GT-126

Köller, U.; Mönig, R.; Küsters, B.; Schreiber, H.A.; 1999 "Development of Advanced Compressor Airfoils for Heavy-Duty Gas Turbines – Part I and II", ASME Papers 99-GT-95 und 99-GT-96

Ladwig, M.; 1991 "Experimentelle Untersuchung zum Einfluß einer inhomogenen Zuströmung auf die Entwicklung des Strömungsfeldes in Turbinenschaufelgittern", Dissertation, Universität der Bundeswehr München

Lakshminarayana, B.; 1981 "Techniques for Aerodynamic and Turbulence Measurements in Turbomachinery Rotors", Journal of Engineering for Power, Vol. 103

Lakshminarayana, B.; Poncet, A.; 1974 "A Method of Measuring Three-Dimensional Rotating Wakes Behind Turbomachinery Rotors", Journal of Fluids Engineering, Vol. 96, No. 2, pp 87-91

Launder, B.E.; Spalding, D.B.; 1974 "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 3, pp. 269-289

Lawerenz, M.; 1995 "Aerodynamische Optimierung von Strömungsmaschinen unter Verwendung direkter numerischer Optimierungsverfahren", Abschlußbericht TURBOTECH Verbundvorhaben 1.1.2.13

Lou, W.; Hourmouziadis, J.; 2000 "Separation Bubbles Under Steady and Periodic-Unsteady Main Flow Conditions", ASME Paper 2000-GT-270

Lukas, O.; 1993 "Anpassung und Erweiterung eines Software-Systems zur Auswertung von Fünflochsonden-Messungen und Untersuchung der Sekundär- und Spaltverluste eines Verdichterschaufelgitters bei Variation des Zuströmwinkels, der Spaltweite und des Schaufelseitenverhältnisses", Diplomarbeit Nr.93/2.6, Institut für Strahlantriebe, UniBw München

Marchal, P.; Sieverding, C.H.; 1977 "Secondary Flows within Turbomachine Bladings", AG-ARD-CP-214

Mayle, R.E.; 1991 "The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines", ASME Paper 91-GT-261

Mayle, R.E.; Dullenkopf, K.; 1989 "A Theory for Wake-Induced Transition", ASME Paper 89-GT-57

Mayle, R.E.; Dullenkopf, K.; 1990 "More on the Turbulent-Strip Theory for Wake-Induced Transition", ASME Paper 90-GT137

Mayle, R.E.; Schultz, A.; 1996 "The Path to Predicting Bypass Transition", ASME Paper 96-GT-199

Meyer, R.X.; 1958 "The Effect of Wakes on the Transient Pressure and Velocity Distribution in Turbomachines", ASME Journal of Basic Engineering, October 1958, pp. 1544-1552

Pfeil, H.; Eifler, J.; 1975 "Messungen im turbulenten Nachlauf des Einzelzylinders", Forschung im Ingenieurwesen, Band 41, Nr. 5, S. 137-168

Pfeil, H.; Herbst, R.; 1979 "Transition Procedure of Instationary Boundary Layers", ASME Paper 79-GT-128

Pfeil, H.; Herbst, R.; Schröder, T.; 1983 "Investigation of Laminar-Turbulent Transition of Boundary Layers Disturbed by Wakes", ASME Journal of Eng. for Gas Turbines and Power, Vol. 105, pp. 130-137

Poengsen, C.; Gallus, H.E.; 1991 "Three-Dimensional Wake Decay inside of a Compressor Cascade and its Influence on the Downstream Unsteady Flow Field – Part I and II", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp 180-197

Pretzsch, P.; 1986 "Drucksonden", Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, RWTH Aachen

Puetz, O.; Eikermann, J.; Stoff, H.; 1998 "IGV-Rotor Interactions in a 4-Stage Axial Compressor", ASME Paper 98-GT-93

Rechter, H.; Steinert, W.; Lehmann, K.; 1985 "Comparison of Controlled Diffusion Airfoils with NACA65 Airfoils Developed for Stator Blade Application in a Multistage Axial Compressor", ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107, pp. 494-498

Reichardt, H.; 1950 "Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz", VDI-Forschungsheft, VDI-Verlag Düsseldorf

Rodi, W.; Liu, X.; Schönung, B.; 1989 "Transitional Boundary Layers with Wake-Induced Unsteadiness", Proc. 4<sup>th</sup> Symp. on Num. and Phys. Aspects of Aerodyn. Flows, Long Beach

Roe, P.L.; 1981 "Approximative Riemann Solvers, Parameter Vector and Difference Schemes", J. Comp. Phys., Vol. 43, pp. 357-372

Römer, N.; 1990 "Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Umschlagverhalten der Profilgrenzschicht an Verdichter- und Turbinengittern", Dissertation, Universität der Bundeswehr München

Sanz, J.M.; 1988 "Automated Design of Controlled Diffusion Blades", ASME Paper 88-GT-139

Saren, V.E.; Savin, N.M.; Dorney, D.J.; Zacharias, R.M.; 1997 "Experimental and Numerical Investigation of Unsteady Rotor-Stator Interaction on Axial Compressor Stage (with IGV) Performance", 8<sup>th</sup> Int. Symp. on Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines, Stockholm

Saxer, A.P.; Giles, M.B.; 1993 "Quasi-Three-Dimensional Nonreflecting Boundary Conditions for Euler Equations Calculations", AIAA J. Prop. and Power, Vol. 9, No. 2, pp. 263-271

Schlichting, H.; Gersten, K.; 1997 "Grenzschicht-Theorie", Springer-Verlag Berlin Heidelberg

Schmidt, R.C.; Patankar, S.V.; 1991 "Simulating Boundary Layer Transition with Low-Reynoldsnumber k- $\epsilon$  Turbulence Models – Part I and II", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 10-26

Schobeiri, M.T.; Chakka, P.; Pappu, K.; 1998 "Unsteady Wake Effects on Boundary Layer Transition and Heat Transfer Characteristics of a Turbine Blade", ASME Paper 98-GT-291

Schobeiri, M.T.; Pappu, K.; Wright, L.; 1995 "Experimental Study of the Unsteady Boundary Layer Behavior on a Turbine Cascade", ASME Paper 95-GT-435

Scholz, N.; Hopkes, U.; 1959 "Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal der Deutschen Forschungsanstalt für Luftfahrt Braunschweig", Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Band 25, Nr. 5, Düsseldorf

Schröder, T.; 1985 "Entwicklung des instationären Nachlaufs hinter quer zur Strömungsrichtung bewegten Zylindern und dessen Einfluß auf das Umschlagverhalten von ebenen Grenzschichten stromabwärts angeordneter Versuchskörper", Dissertation, TH Darmstadt

Schubauer, G.B.; Klebanoff, P.S.; 1956 "Contributions on the Mechanics of Boundary Layer Transition", NACA Rep. 1289

Schulte, V.; 1995 "Unsteady Separated Boundary Layers in Axial-Flow Turbomachinery", Dissertation, Cambridge

Schulte, V.; Hodson, H.P.; 1996 "Unsteady Wake-Induced Boundary Layer Transition in High-Lift LP Turbines", ASME Paper 96-GT-486

Schulte, V.; Hodson, H.P.; 1997 "Prediction of the Recalmed Region for LP Turbine Profile Design", ASME Paper 97-GT-398

Schultz, H.D.; Gallus, H.E.; Lakshminarayana, B.D.; 1990 "Three-Dimensional Separated Flow Field in the End Wall Region of an Annular Compressor Cascade in the Presence of Rotor-Stator Interaction – Part I and II", ASME J. of Turbomachinery, Vol. 112, pp 669-690

Seifert, A.; Wygnanski, I.; 1995 "On Turbulent Spots in a Laminar Boundary Layer Subjected to a Self-Similar Adverse Pressure Gradient", J. Fluid Mech., Vol. 296, pp. 185-209

Sharma, O.P.; Tan, C.S.; 1998 "Impact of Unsteadiness Induced by Adjacent Airfoil Rows on the Performance, Structural Integrity and Stalling Characteristics of Axial Flow Compressors", VKI Lecture Series 1998-02

Smith, L.H.; 1966 "Wake Dispersion in Turbomachines", Journal of Basic Engineering, ASME Transactions, Vol. 88, Ser. D, No. 3

Solomon, W.J.; 2000 "Effects of Turbulence and Solidity on the Boundary Layer Development in a Low Pressure Turbine", ASME Paper 2000-GT-273

Spalart, P.R.; Allmaras, S.R.; 1992 "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", AIAA-92-0439

Starken, H.; 1989 "Design Criteria for Optimal Blade Design", AGARD Lecture Series 167

Steffens, K.; Schäffler, A.; Buckl, F.; 1999 "Entwicklungstendenzen im Luftfahrttriebwerksbau", DGLR-Jahrestagung Berlin

Sturm, W.; Fottner, L.; 1985 "The High-Speed Cascade Wind-Tunnel of the German Armed Forces University Munich", Proc. 8<sup>th</sup> Symposium of Measuring Techniques for Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines, Genua

Sugeng, F.; Fiedler, K.; 1986 "An Experimental Investigation Into Unsteady Blade Forces and Blade Losses in Axial Compressor Blade Cascade", ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 108, pp. 47-52

Teusch, R.; 1997 "Untersuchungen am Verdichtergitter V110 zur Bestimmung der Gittercharakteristik, der Profildruckverteilung und des Strömungsfeldes hinter dem Gitter", Institutsbericht LRT-WE12-97/10, Universität der Bundeswehr München

Teusch, R.; 1998 "Untersuchungen am Verdichtergitter V110 zur Bestimmung der Profildruckverteilung, der Nachlaufströmung im Mittelschnitt und der saugseitigen Transition bei homogener und periodisch instationärer Zuströmung", Institutsbericht LRT-WE12-98/09, Universität der Bundeswehr München

Teusch, R.; 1999 "Untersuchungen am Verdichtergitter V111 zur Bestimmung der Gittercharakteristik, der Profildruckverteilung, des Transitionsverhaltens und des Strömungsfeldes hinter dem Gitter", Institutsbericht LRT-WE12-99/05, Universität der Bundeswehr München

Teusch, R.; 2000 "Untersuchungen am 3D-optimierten Verdichtergitter V112 zur Bestimmung der Gittercharakteristik, der Profildruckverteilung, des Transitionsverhaltens und des Strömungsfeldes hinter dem Gitter und Vergleich mit entsprechenden Ergebnissen des 2D-Gitters V111 bei homogener Zuströmung", Institutsbericht LRT-WE12-2000/01, Universität der Bundeswehr München

Teusch, R.; Swoboda, M.; Brunner, S.; Fottner, L.; 2000 "The Influence of Multimode Transition Initiated by Periodic Wakes on the Profile Loss of a Linear Compressor Cascade", ASME Paper 2000-GT-271

Valkov, T.V.; 1997 "The Effect of Upstream Rotor Vortical Disturbances on the Time-Average Performance of Axial Compressor Stators", MIT, GTL Report #227

Van Leer, B.; 1979 "Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme V; A Second-Order Sequel to Godunov's Method", J. Comp. Phys., Vol. 32, pp. 101-136

Volino, R.J.; 1998 "Wavelet Analysis of Transitional Flow Data under High Free-Stream Turbulence Conditions", ASME Paper 98-GT-289

Walker, G.J.; 1974 "The Unsteady Nature of Boundary Layer Transition on an Axial-Flow Compressor Blade", ASME Paper 74-GT-135



Walker, G.J.; Hughes, J.D.; Köhler, I.; Solomon, W.J.; 1997 "The Influence of Wake-Wake Interactions on Loss Fluctuations of a Downstream Axial Compressor Blade Row", ASME Paper 97-GT-469

Walker, G.J.; Hughes, J.D.; Solomon, W.J.; 1998 "Periodic Transition on an Axial Compressor Stator- Incidence and Clocking Effects – Part I and II", ASME Papers 98-GT-363 und 98-GT-364

Walker, G.J.; Oliver, A.R.; 1972 "The Effect of Interaction Between Wakes from Blade Rows in an Axial Flow Compressor on the Noise Generated by Blade Interaction", ASME Paper 72-GT-15

Weiß, A.P.; 1993 "Einfluß der Profildruckverteilung auf die Ausbildung der Sekundärströmungen in ebenen Turbinengittern", Dissertation, Universität der Bundeswehr München

White, F.M.; 1974 "Viscous Fluid Flow", McGraw-Hill, New York

Wisler, D.C.; 1998 "The Technical and Economic Relevance of Understanding Blade Row Interaction Effects in Turbomachinery", VKI Lecture Series 1998-02

Wisler, D.C., Halstead, D.E.; Beacher, B.F.; 1999 "Improving Compressor and Turbine Performance Through Cost-Effective Low-Speed Testing", ISABE 99-7073

Wisler, D.C.; Shin, H.W.; 1998 "Blade Row Interaction and Unsteady Effects in Axial-Flow Compressors and Fans", VKI Lecture Series 1998-02

Wolff, S.; 1999 "Konzeption, Programmierung und Erprobung eines PC-gesteuerten Meßsystems zur Aufnahme und Auswertung von 1-D und 3-D-Hitzdraht-Signalen am Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal als Ersatz des HP-Systems", Institutsbericht LRT-WE12-99/09, Institut für Strahlantriebe, Universität der Bundeswehr München

Wynnanski, I.; Sokolov, M.; Friedman, D.; 1976 "On a Turbulent Spot in a Laminar Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 78, pp. 785-819

Zhong, S.; Kittichaikarn, C.; Ireland, P.T.; Hodson, H.P.; 1998 "A Study of Unsteady Wake-Induced Boundary-Layer Transition with Thermochromic Liquid Crystals", ImechE, London

Zilberman, M.; Wynnanski, I.; Kaplan, R.E.; 1977 "Transitional Boundary Layer Spot in a Fully Turbulent Environment", Physics of Fluids 20, 10, pp. 258-271

## 10. Tabellen und Abbildungen

Tab. 3.1: Gitterdaten für die beiden untersuchten Verdichtergitter V110 und V111

Tab. 3.2: Lage der Profildruckbohrungen für die Verdichtergitter V110 und V111

Tab. 3.3: Position der saugseitigen Dünnfilmsensoren für die Verdichtergitter V110 und V111

Tab. 5.1: Meßmatrix für das Verdichtergitter V110

Tab. 5.2: Meßmatrix für das Verdichtergitter V111

Abb. 2.1: Transitionsmodi in Abhängigkeit von Reynoldszahl, Beschleunigungsparameter und Turbulenzgrad (*Mayle 1991*)

Abb. 2.2: Rohspannungen quer zur Strömungsrichtung mit schematischer Darstellung der Turbulenzfleck-Ausbreitung (*Halstead et al. 1995*)

Abb. 2.3: Anwachsen eines künstlichen Turbulenzflecks in einer transitionalen Grenzschicht aus *Schlichting und Gersten 1997* (nach *Schubauer und Klebanoff 1955* und *Falco 1980*)

Abb. 2.4: Einfaches Modell für einen Turbulenzfleck (*Hodson 1998*)

Abb. 2.5: Zeitliche Veränderung der RMS-Schwankungswerte entlang der Turbulenzfleck-Symmetrieebene (*Gostelow et al. 1996*)

Abb. 2.6: Geschwindigkeitsprofile bei multimodaler Transition (*Halstead et al. 1995*)

Abb. 2.7: Grenzschichtstabilisierender Einfluß des beruhigten Bereichs (*Gostelow et al. 1996*)

Abb. 2.8: Weg-Zeit-Diagramm der RMS-Schwankungen und des Formfaktors für einen getriggerten Turbulenzfleck (oben, *Gostelow et al. 1996*) und phasengemittelte Reynoldsspannungen an einer instationär angeströmten Platte (unten, *Funazaki und Aoyama 2000*)

Abb. 2.9: Ausbreitungsgeschwindigkeiten der einzelnen Grenzschicht-Bereiche für einen auf einer Verdichterschaukel natürlich entstandenen (oben, *Halstead et al. 1995*) und einen getriggerten Turbulenzfleck (unten, *Gostelow et al. 1996*)

Abb. 2.10: Schematischer Verlauf der Grenzschichtdicke in verschiedenen Zeitschnitten während einer Dellendurchlaufperiode auf der Saugseite einer Verdichterschaukel (*Cumpsty et al. 1995*)

Abb. 2.11: Phasengemittelte RMS-Werte und Schiefeverteilung auf der Saugseite (Mittelschnitt) der dritten Statorreihe eines Versuchsverdichters (*Halstead et al. 1995*)

Abb. 2.12: Zeitlicher Verlauf der phasengemittelten Impulsverlustdicke während eines Dellendurchgangs (*Dong und Cumpsty 1989*)

Abb. 2.13: Mathematische Modelle zur Strömungssimulation in Turbomaschinen (*Adamczyk 1999*)

Abb. 2.14: Durch instationäre Zuströmung induzierte Grenzschichtentwicklung auf der Saugseite einer Verdichterschaufel (*Halstead et al. 1995*)

Abb. 3.1: Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal

Abb. 3.2: Einbauskizze des Verdichtergitters V111 in die Meßstrecke des HGK

Abb. 3.3: Turbulenzsieb Vlk

Abb. 3.4: Einfluß einer Schaufel (1) bzw. eines Zylinderstabes (2) auf das Grenzschichtverhalten der stromabliegenden Schaufel (phasengemittelte RMS-Werte aus *Halstead et al. 1995*)

Abb. 3.5: Der Erzeuger instationärer Zuströmbedingungen (EIZ)

Abb. 3.6: Vergleich der charakteristischen Größen der Nachlaufdellen von Schaufel und Zylinderstab für das Verdichtergitter V111 bei  $Ma_1=0.73$ ,  $Re_1=200000$

Abb. 3.7: Anordnung und Vergleich der Verdichtergitter V110 und V111

Abb. 3.8: Grenzschichtparameter aus der Auslegungsrechnung für das Verdichtergitter V110 (*Rolls-Royce Deutschland*)

Abb. 3.9: Position der instrumentierten Profildruckbohrungen für die Gitter V110 (links) und V111 (rechts)

Abb. 3.10: Grenzschichtparameter aus der Auslegungsrechnung für das Verdichtergitter V111 (*Rolls-Royce Deutschland*)

Abb. 4.1: Fünflochsonde und Nachlauf-Kammsonde

Abb. 4.2: Geräteaufbau der simultanen Dünnschichtmeßtechnik

Abb. 4.3: Geräteaufbau der Hitzdrahtmeßtechnik

Abb. 5.1: Untersuchung des stationären Strömungsverhaltens am Verdichtergitter V110

Abb. 5.2: Untersuchung des stationären Strömungsverhaltens am Verdichtergitter V111

Abb. 5.3: Skizzenhafte Darstellung der Geschwindigkeitsdreiecke und der Auftreffposition der Nachlaufdellen am Beispiel des Verdichtergitters V111

Abb. 5.4: Ölanstrichbild der Seitenwand und der Schaufeloberfläche des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $Re_1=584000$

Abb. 5.5: Vergleichsmessung zwischen Nachlauf-Kammsonde und Fünflochsonde für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1.31$ ,  $u_{BAR}=10$  m/s

Abb. 5.6: Lokale Totaldruckverlustbeiwerte für die Verdichtergitter V110 (oben) und V111 (unten) in Abhängigkeit von Zuström-Reynoldszahl, Stabteilung und Stabgeschwindigkeit

Abb. 5.7: Zeitgemittelte integrale Totaldruckverlustbeiwerte für die Verdichtergitter V110 und V111 in Abhängigkeit von Zuström-Reynoldszahl, Zuström-Machzahl, Stabgeschwindigkeit und Stabteilung

- Abb. 5.8:** Ergebnisse der zeitlich gemittelten Profildruckverteilungsmessungen am Verdichtergitter V110 in Abhängigkeit von Zuström-Reynoldszahl, Stabteilung und Stabgeschwindigkeit
- Abb. 5.9:** Ergebnisse der zeitlich gemittelten Profildruckverteilungsmessungen am Verdichtergitter V111 in Abhängigkeit von Zuström-Reynoldszahl, Stabteilung und Stabgeschwindigkeit
- Abb. 5.10:** Instationäre Druckschwankungen auf der Saugseite des Verdichtergitters V111 und daraus gebildete Druckenveloppen für  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1.06$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.11:** Instationäre Druckschwankungen auf der Saugseite des Verdichtergitters V111 und daraus gebildete Druckenveloppen für  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$ ,  $t_{BAR}/t=1.06$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.12:** Berechnete instationäre Druckschwankungen auf der Saugseite einer Verdichterschaukel (*Fan und Lakshminarayana 1994*)
- Abb. 5.13:** Typisches Dünnschichtverhalten für das Verdichtergitter V111 bei Bypass-Transition
- Abb. 5.14:** Typisches Dünnschichtverhalten für das Verdichtergitter V111 bei Transition über eine laminare Ablöseblase
- Abb. 5.15:** FFT-Analyse der Dünnschichtsignale für das Verdichtergitter V111 bei Transition über eine laminare Ablöseblase
- Abb. 5.16:** Phasengemittelte Weg-Zeit-Diagramme der normierten RMS-Schwankungswerte für die beiden Verdichtergitter bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}=80$  mm,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.17:** Phasengemittelte Weg-Zeit-Diagramme der Quasi-Wandschubspannungen für die beiden Verdichtergitter bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}=80$  mm,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.18:** Phasengemittelte Weg-Zeit-Diagramme des Schiefe-Verlaufs für die beiden Verdichtergitter bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}=80$  mm,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.19:** Phasengemittelte Weg-Zeit-Diagramme für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1.31$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.20:** Phasengemittelte Quasi-Wandschubspannungen, RMS- und Schiefeverteilungen für zehn Zeitschnitte am Beispiel des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.21:** Zeitschriebe der simultan aufgenommenen Rohspannungen für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.22:** Diskussion der Zeitschriebe von *Halstead et al. 1995* und Zeitschriebe der simultan aufgenommenen Rohspannungen für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 5.23:** FFT-Analyse der Rohspannungen für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

**Abb. 5.24:** Vergleich des über 300 Blöcke phasengemittelten Weg-Zeit-Diagramms mit der aus den Daten eines Blocks zusammengesetzten „Momentaufnahme“ für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

**Abb. 5.25:** Einfluß der Stabteilung auf das instationäre Grenzschichtverhalten im Falle des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $Re_1=200000$

**Abb. 5.26:** Einfluß der Stabgeschwindigkeit auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $Re_1=584000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$

**Abb. 5.27:** Einfluß der Stabgeschwindigkeit auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$

**Abb. 5.28:** Einfluß der Stabgeschwindigkeit auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$

**Abb. 5.29:** Einfluß der Stabgeschwindigkeit auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$

**Abb. 5.30:** Einfluß der Zuström-Machzahl auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

**Abb. 5.31:** Einfluß der Zuström-Reynoldszahl auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $t_{BAR}/t=1.31$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

**Abb. 5.32:** Turbulenzintensität und Geschwindigkeitsdefizit in der Gittereintrittsebene für das Verdichtergitter V110

**Abb. 5.33:** Turbulenzintensität und Geschwindigkeitsdefizit in der Gittereintrittsebene für das Verdichtergitter V111

**Abb. 5.34:** Turbulenzintensität und Geschwindigkeitsdefizit in der Gittereintrittsebene für das Verdichtergitter V111 bei hoher und niedriger Zuström-Reynoldszahl mit entsprechender FFT-Analyse

**Abb. 5.35:** Grenzschichttraversierung im saugseitigen Hinterkantenbereich des Verdichtergitters V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$ ,  $u_{BAR}=10$  m/s

**Abb. 5.36:** Grenzschichttraversierung im saugseitigen Hinterkantenbereich des Verdichtergitters V111 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$ ,  $u_{BAR}=10$  m/s

**Abb. 6.1:** MISES-Rechnetz für das Verdichtergitter V110

**Abb. 6.2:** Mit MISES berechnete Verlagerung des saug- und druckseitigen Transitionsbeginns sowie mit den Totaldruckverlusten bei stationärer Zuströmung (Grundturbulenzgrad) normierte Totaldruckverluste in Abhängigkeit des Turbulenzgrades

**Abb. 6.3:** Quasi-stationäre Berechnung des Transitionsbeginns in Abhängigkeit der Zuström-Turbulenzgrad-Verteilung für das Gitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s,  $t_{BAR}/t=1.31$

**Abb. 6.4:** Quasi-stationäre Berechnung des Transitionsbeginns in Abhängigkeit der Zuström-Turbulenzgrad-Verteilung für das Gitter V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$ ,  $u_{BAR}=30$  m/s,  $t_{BAR}/t=1.06$

- Abb. 6.5:** Für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$  berechnete isentrope Machzahl-Verteilungen für verschiedene Zuström-Turbulenzgrade
- Abb. 6.6:** Für das Verdichtergitter V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$  berechnete isentrope Machzahl-Verteilungen für verschiedene Zuström-Turbulenzgrade
- Abb. 6.7:** Mit MISES für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$  berechnete integrale Grenzschichtgrößen und  $c_f$ -Werte für  $Tu_1=0.8\%$  (ungestörte Strömung) und  $Tu_1=6\%$  (Dellenzentrum)
- Abb. 6.8:** FLUENT-Rechnetz für das Gitter V110 bei einer Stabteilung von  $t_{BAR}/t=0.66$
- Abb. 6.9:** Berechnete Geschwindigkeitsverteilung und bezogene turbulente Viskosität im Stabnachlauf
- Abb. 6.10:** Momentaufnahme der isentropen Machzahlverteilung bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.66$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 6.11:** Momentaufnahme der turbulenten Viskosität bei  $Ma_1=0.15$  (links) und  $Ma_1=0.7$  (rechts) jeweils bei  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.66$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 6.12:** Turbulente Viskosität und entsprechende isentrope Machzahlverteilung für drei Zeitschnitte während einer Stabdurchlaufperiode bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.66$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 6.13:** TRACE-U-Rechnetz-Topologie für das Verdichtergitter V111 bei  $t_{BAR}/t=0.5$
- Abb. 6.14:** Einfluß der Strömungskontraktion bei der Nachrechnung des richtigen Strömungszustandes für  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$
- Abb. 6.15:** Für das Verdichtergitter V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.5$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s berechnete Verdrängungsdicke  $\delta_1$  (links) und Impulsverlustdicke  $\delta_2$  (rechts)
- Abb. 6.16:** Bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.5$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s berechneter Formfaktor  $H_{12}$ , Reibungsbeiwert  $c_f$  und turbulente Viskosität  $\nu_t$
- Abb. 6.17:** Den gemessenen RMS-Werten überlagerte weiße Isolinien der berechneten turbulenten kinetischen Energie  $\kappa$  bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 6.18:** Berechnete Zeit-Weg-Diagramme des Formfaktorverlaufs für  $u_{BAR}=20$  m/s (links) und  $u_{BAR}=200$  m/s (rechts) bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.5$
- Abb. 6.19:** Höhenlinien-Plots der turbulenten Viskosität  $\nu_t$  für die niedrige ( $u_{BAR}=20$  m/s) und die hohe Stabumlaufgeschwindigkeit ( $u_{BAR}=200$  m/s) bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.5$
- Abb. 6.20:** Den gemessenen Quasi-Wandschubspannungsverteilungen überlagerte Position der berechneten laminaren Ablöseblase ( $H_{12}>3.5$ ) in Abhängigkeit der Stabteilung bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$  und  $u_{BAR}=20$  m/s
- Abb. 6.21:** Vergleich der bei  $t_{BAR}/t=1$  und  $t_{BAR}/t=0.5$  berechneten Formfaktoren  $H_{12}$  (bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s)
- Abb. 6.22:** Für acht Zeitschritte berechnete Momentaufnahmen der mit Geschwindigkeitsvektoren und Stromlinien überlagerten Höhenlinien der turbulenten Viskosität bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

Abb. 6.23: Unterschiedliche Entwicklung der berechneten Verdrängungsdicke  $\delta_1$  und Impulsverlustdicke  $\delta_2$  in Abhängigkeit der Zuström-Reynoldszahl (bei  $Ma_1=0.66$ ,  $t_{BAR}/t=1$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s)

Abb. 6.24: Reynoldszahl-Abhängigkeit der berechneten Größen  $H_{12}$  und  $c_f$  bei  $Ma_1=0.66$ ,  $t_{BAR}/t=1$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

Abb. 6.25: Vergleich der bei beiden Reynoldszahlen berechneten Werte der turbulenten kinetischen Energie  $\kappa$  (weiße Isolinien) mit den RMS-Schwankungswerten aus der Messung

Abb. 6.26: Vergleich des gemessenen und berechneten Zeitverlaufs der bezogenen Impulsverlustdicke  $\delta_2/\delta_{2stat}$

Abb. 6.27: Vergleich der gemessenen und mit TRACE-U berechneten zeitgemittelten Totaldruckverluste für das Verdichtergitter V111

Abb. 7.1: Aus Dünnsfilmergebnissen ermittelte Intermittenzverteilung (unterer Teil,  $\gamma$ ) und „relaxing flow probability“ (oberer Teil,  $\kappa$ ) mit überlagertem berechnetem Transitionsbeginn (*Solomon 2000*)

Abb. 7.2: Nachweis des Grenzschichtumschlags durch Verstärkung der T-S-Wellen sowohl im Falle nachlaufinduzierter als auch im Falle unerzwungener Transition bei Verdichtern (*Hughes 2000*)

Verdichtergitter	V110	V111
Schaufelzahl n	7	7
Sehnenlänge l [mm]	100	100
Axiale Länge $l_{ax}$ [mm]	84.44	87.16
Schaufelhöhe h [mm]	300.00	300.00
Teilungsverhältnis t/l	0.612	0.755
Staffelungswinkel $\beta_s$ (RRD-Definition)	-32.55°	-29.35°
Staffelungswinkel $\beta_s$ (ISA-Definition)	122.55°	119.35°

Tab. 3.1: Gitterdaten für die beiden untersuchten Verdichtergitter V110 und V111

Mittelschnitts-Profildruckbohrungskordinaten					
Saugseite			Druckseite		
Nr.	V110	V111	Nr.	V110	V111
	$x/l_{ax}$	$x/l_{ax}$		$x/l_{ax}$	$x/l_{ax}$
1	0.020	0.008	1	0.032	0.032
2	0.036	0.023	2	0.055	0.055
3	0.068	0.037	3	0.101	0.099
4	0.101	0.053	4	0.147	0.142
5	0.130	0.076	5	0.194	0.186
6	0.160	0.100	6	0.241	0.230
7	0.190	0.128	7	0.288	0.275
8	0.221	0.157	8	0.336	0.322
9	0.245	0.186	9	0.385	0.370
10	0.269	0.217	10	0.434	0.419
11	0.294	0.241	11	0.483	0.469
12	0.319	0.265	12	0.533	0.520
13	0.344	0.290	13	0.584	0.571
14	0.370	0.316	14	0.635	0.624
15	0.396	0.341	15	0.687	0.677
16	0.422	0.367	16	0.739	0.730
17	0.448	0.394	17	0.792	0.787
18	0.475	0.420	18	0.846	0.839
19	0.502	0.447	19	0.901	0.895
20	0.615	0.474	20	0.956	0.950
21	0.731	0.501			
22	0.849	0.558			
23	0.970	0.615			
24		0.673			
25		0.731			
26		0.850			
27		0.972			

Tab. 3.2: Lage der Profildruckbohrungen für die Verdichtergitter V110 und V111



Dünnsfilm-Nr.	V110	V111
	$x/l_{ax}$	$x/l_{ax}$
1	0.090	0.076
2	0.110	0.095
3	0.130	0.114
4	0.152	0.134
5	0.173	0.154
6	0.195	0.176
7	0.218	0.197
8	0.240	0.220
9	0.263	0.243
10	0.286	0.266
11	0.310	0.290
12	0.334	0.314
13	0.358	0.339
14	0.383	0.364
15	0.408	0.389
16	0.433	0.415
17	0.459	0.440
18	0.485	0.466
19	0.511	0.492
20	0.537	0.519
21	0.563	0.545
22	0.590	0.571
23	0.616	0.598
24	0.643	0.625
25	0.670	0.652
26	0.697	0.679
27	0.724	0.706
28	0.752	0.733
29	0.779	0.760
30	0.806	0.788
31	0.834	0.815
32	0.862	0.843



markierte Sensoren wurden zur Untersuchung des periodisch instationären Strömungsverhaltens eingesetzt

**Tab. 3.3:** Position der saugseitigen Dünnsfilmsensoren für die Verdichtergitter V110 und V111

$u_{BAR}$			0 [m/s]	10 [m/s]	20 [m/s]	30 [m/s]	40 [m/s]
$t_{BAR}$ 40 mm	$Re_1=200000$	$Ma_1=0.15$	N,D	-----	N,D,DF,H	N,D,DF,H	-----
		$Ma_1=0.60$	N,D,DF	-----	N,D,DF,H	N,D,DF,H	-----
		$Ma_1=0.70$	N,D,DF	-----	N,D,DF,H	N,D,DF,H	-----
	$Re_1=584000$	$Ma_1=0.60$	N,D,DF,O	N,D,DF	N,D,DF	N,D,DF	N,D
		$Ma_1=0.70$	N,D,DF	-----	N,D,DF	N,D,DF	-----
$t_{BAR}$ 80 mm	$Re_1=200000$	$Ma_1=0.15$	N,D	-----	N,D,DF,H	N,D,DF,H	-----
		$Ma_1=0.60$	N,D,DF	N,D	N,D,DF,H	N,D,DF,H	-----
		$Ma_1=0.70$	N,D,DF	-----	N,D,DF,H	N,D,DF,H	-----
	$Re_1=584000$	$Ma_1=0.60$	N,D,DF	-----	N,D,DF	N,D,DF	-----
		$Ma_1=0.70$	N,D,DF	-----	N,D,DF	N,D,DF	-----

N Nachlauftraversierung im Mittelschnitt

D Profildruckverteilungs-Messung im Mittelschnitt

DF Dünnfilmmessung auf der Saugseite

H 1D- Hitzdrahtmessung in der Gittereintrittsebene

O Öl-Anstrichbild

markierte Spalten kennzeichnen nachgerechnete Meßpunkte

Tab. 5.1: Meßmatrix für das Verdichtergitter V110

$u_{BAR}$			0 [m/s]	10 [m/s]	20 [m/s]	30 [m/s]	40 [m/s]
$t_{BAR}$ 40 mm	$Re_1=200000$	$Ma_1=0.15$	N,D,DF	N,D,G,K	N,D,DF,H,K	N,D,DF,H	-----
		$Ma_1=0.66$	N,D,DF	N,D,DF,G,K	N,D,DF,H,K	N,D,DF,H	N,D
		$Ma_1=0.73$	N,D,DF	N,D,K	N,D,DF,H,K	N,D,DF,H	-----
	$Re_1=584000$	$Ma_1=0.66$	N,D,DF	N,D,DF,K	N,D,DF,H,K	N,D,DF,H	N,D
		$Ma_1=0.73$	N,D,DF,O	N,D,K	N,D,DF,K	N,D,DF	-----
$t_{BAR}$ 80 mm	$Re_1=200000$	$Ma_1=0.15$	N,D,DF	N,D	N,D,DF,H	N,D,DF,H	-----
		$Ma_1=0.66$	N,D,DF	N,D,DF	N,D,DF,H	N,D,DF,H	N,D
		$Ma_1=0.73$	N,D,DF	N,D	N,D,DF,H	N,D,DF,H	-----
	$Re_1=584000$	$Ma_1=0.66$	N,D,DF	N,D,DF	N,D,DF	N,D,DF	N,D
		$Ma_1=0.73$	N,D,DF	N,D	N,D,DF	N,D,DF	-----

N Nachlauftraversierung im Mittelschnitt

D Profildruckverteilungs-Messung im Mittelschnitt

DF Dünnfilmmessung auf der Saugseite

H 1D- Hitzdrahtmessung in der Gittereintrittsebene

O Öl-Anstrichbild

K instationäre Druckverteilungs-Messung im Mittelschnitt (Kulite)

G Grenzschichttraversierung mit der 1D-Hitzdrahtsonde

markierte Spalten kennzeichnen nachgerechnete Meßpunkte

Tab. 5.2: Meßmatrix für das Verdichtergitter V111

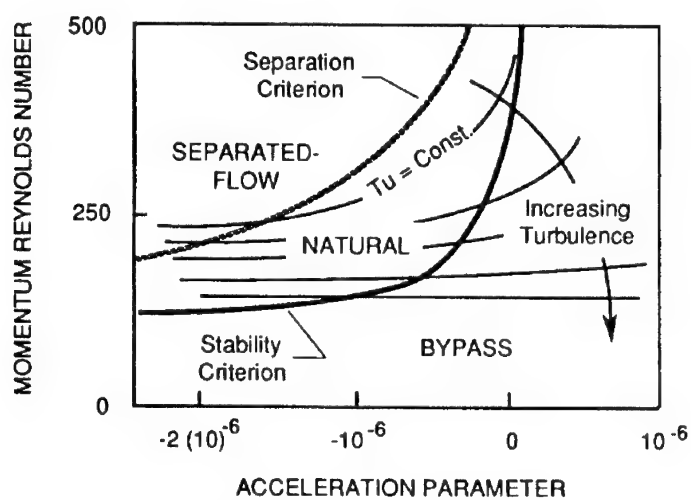


Abb. 2.1: Transitionsmodi in Abhängigkeit von Reynoldszahl, Beschleunigungsparameter und Turbulenzgrad (Mayle 1991)

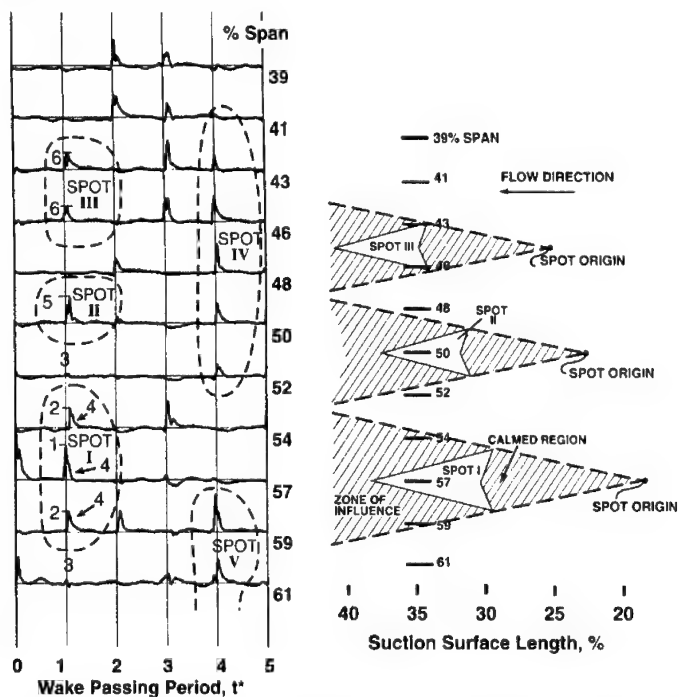
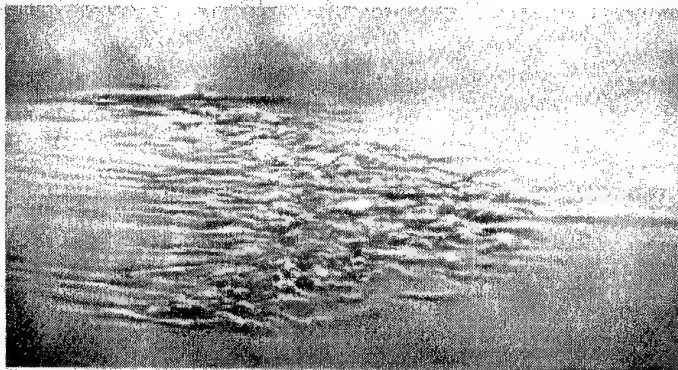
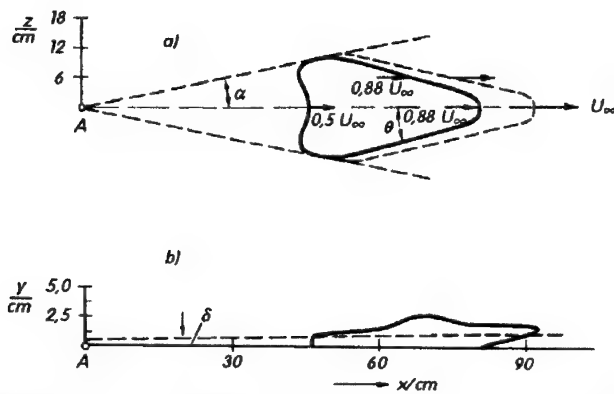
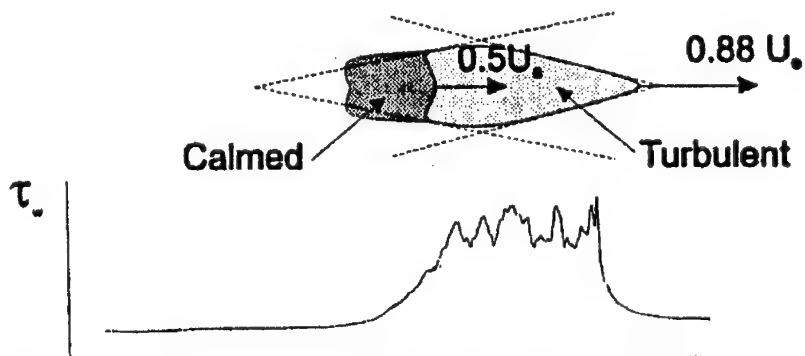


Abb. 2.2: Rohspannungen quer zur Strömungsrichtung mit schematischer Darstellung der Turbulenzfleck-Ausbreitung (Halstead et al. 1995)

I



**Abb. 2.3:** Anwachsen eines künstlichen Turbulenzfleckes in einer transitionalen Grenzschicht aus Schlichting und Gersten 1997 (nach Schubauer und Klebanoff 1955 und Falco 1980)



**Abb. 2.4:** Einfaches Modell für einen Turbulenzfleck (Hodson 1998)

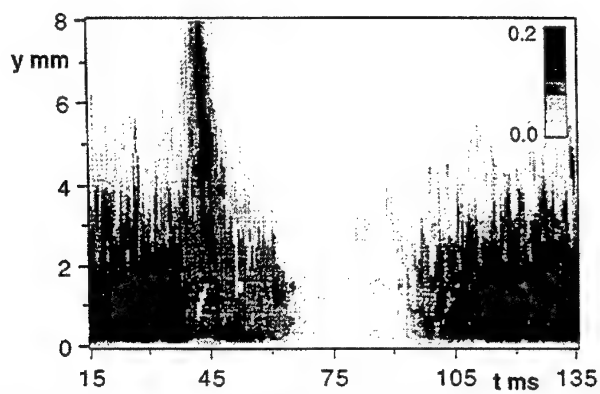


Abb. 2.5: Zeitliche Veränderung der RMS-Schwankungswerte entlang der Turbulenzfleck-Symmetrieebene (Gostelow et al. 1996)

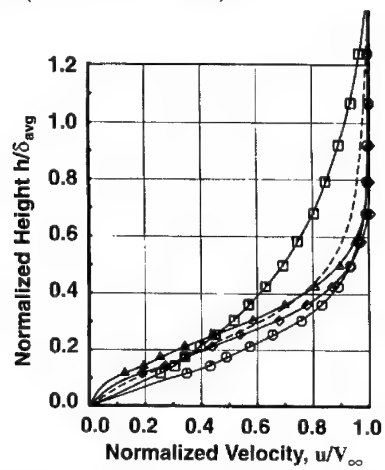


Abb. 2.6: Geschwindigkeitsprofile bei multimodaler Transition (Halstead et al. 1995)

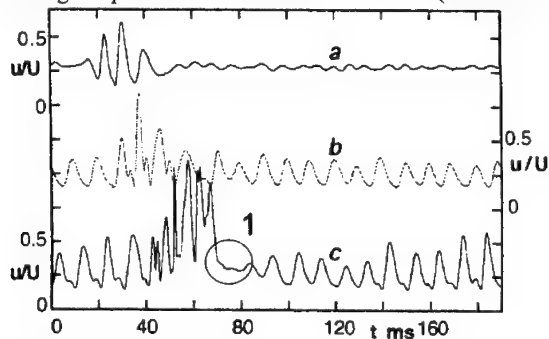
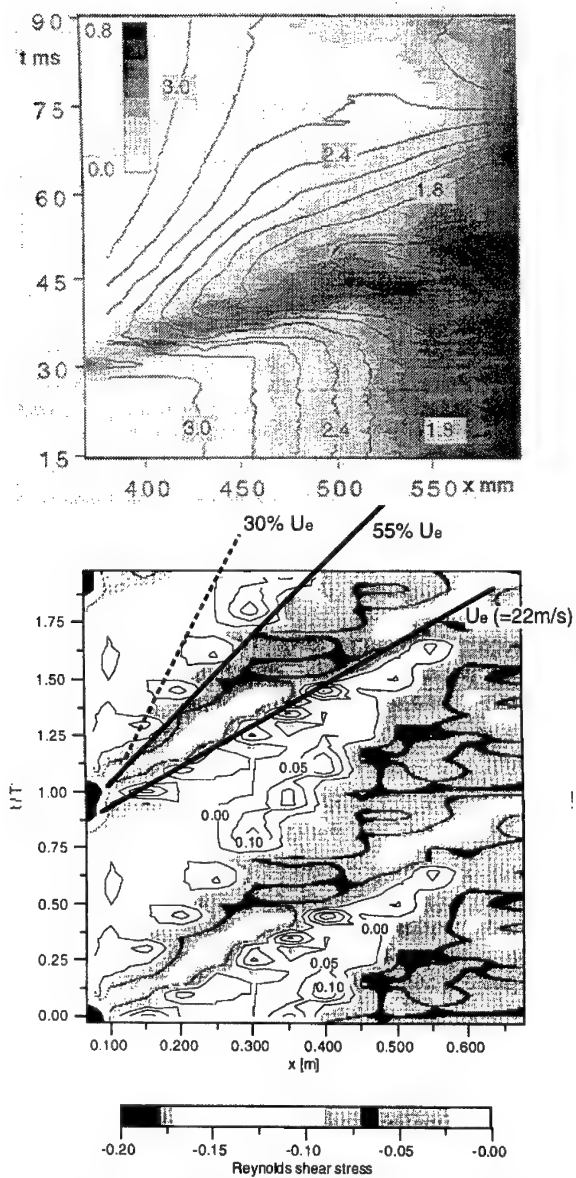


Abb. 2.7: Grenzschichtstabilisierender Einfluß des beruhigten Bereichs (Gostelow et al. 1996)



**Abb. 2.8:** Weg-Zeit-Diagramm der RMS-Schwankungen und des Formfaktors für einen getriggerten Turbulenzfleck (oben, *Gostelow et al. 1996*) und phasengemittelte Reynoldsspannungen an einer instationär angeströmten Platte (unten, *Funazaki und Aoyama 2000*)

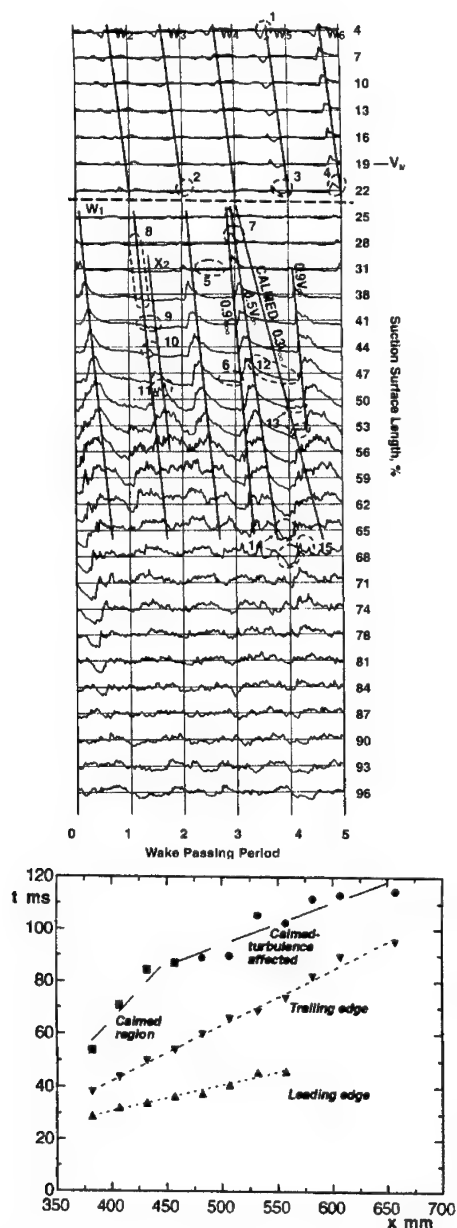
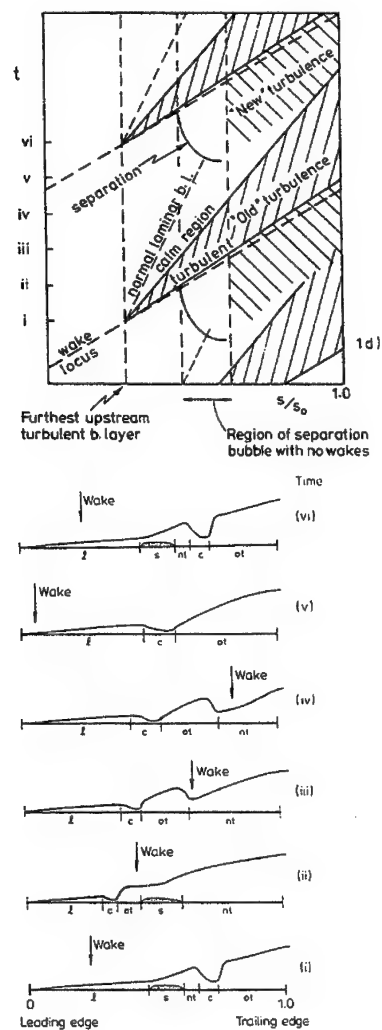


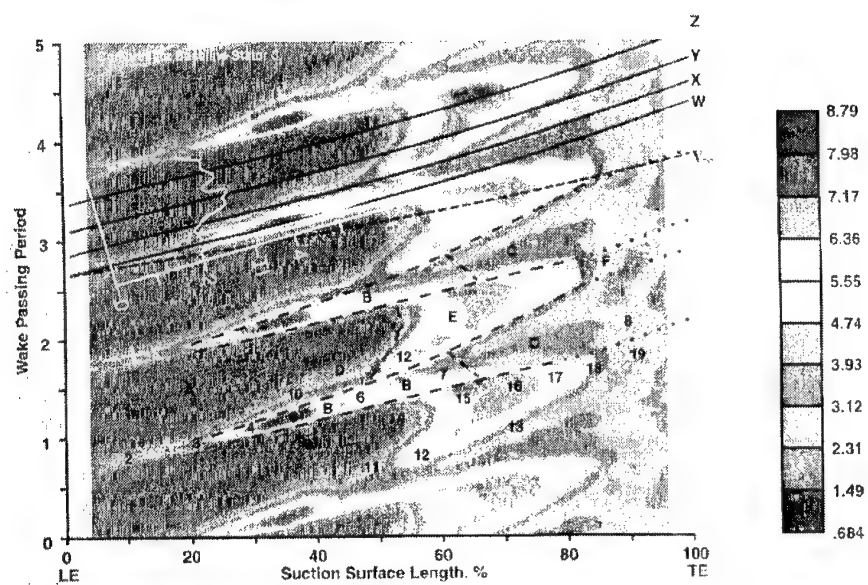
Abb. 2.9: Ausbreitungsgeschwindigkeiten der einzelnen Grenzschicht-Bereiche für einen auf einer Verdichterschaukel natürlich entstandenen (oben, Halstead et al. 1995) und einen getriggerten Turbulenzfleck (unten, Gostelow et al. 1996)



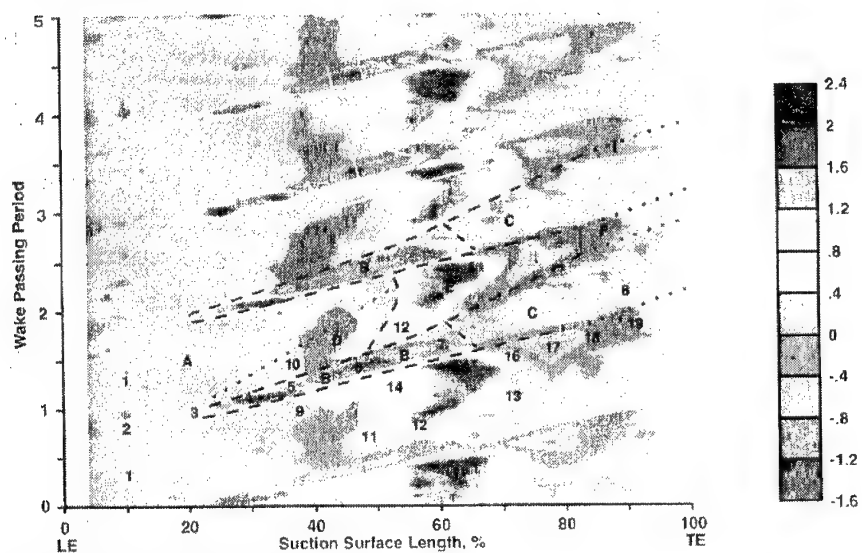
l = laminar boundary layer of conventional sort  
 c = calmed laminar layer with properties different from conventional laminar layer  
 s = separation bubble  
 ot = "old" turbulent boundary layer initiated well forward by wake  
 nt = "new" turbulent boundary layer from transition in separation bubble

**Abb. 2.10:** Schematischer Verlauf der Grenzschichtdicke in verschiedenen Zeitschnitten während einer Dellendurchlaufperiode auf der Saugseite einer Verdichterschaufel (Cumpsty et al. 1995)



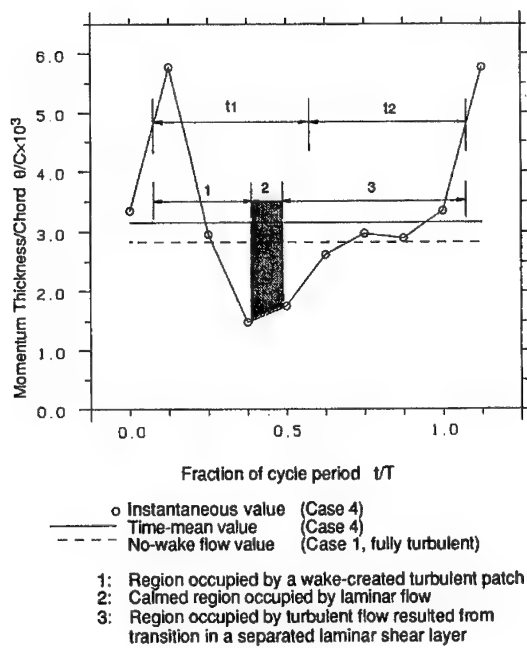


a) phasengemittelte RMS-Schwankungen

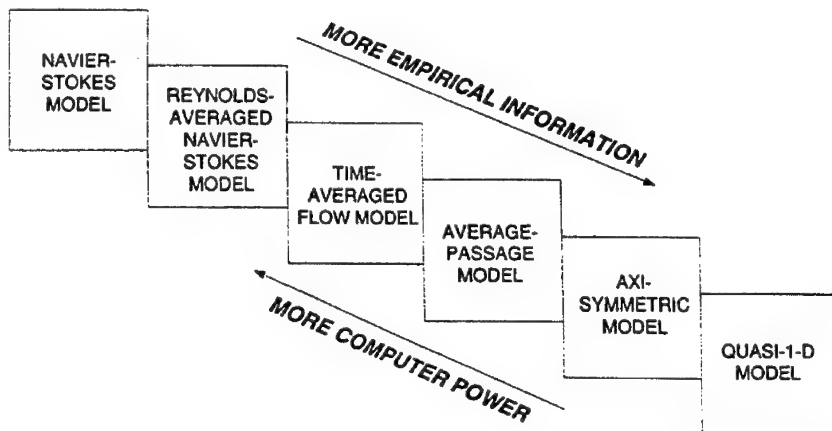


b) phasengemittelte Schiefe-Verteilung

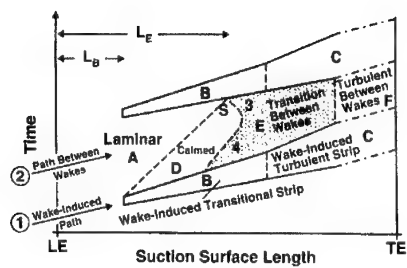
**Abb. 2.11:** Phasengemittelte RMS-Werte und Schiefeverteilung auf der Saugseite (Mittelschnitt) der dritten Statorreihe eines Versuchsverdichters (*Halstead et al. 1995*)



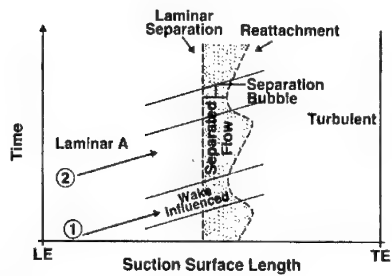
**Abb. 2.12:** Zeitlicher Verlauf der phasengemittelten Impulsverlustdicke während eines Dellen- durchgangs (Dong und Cumpsty 1989)



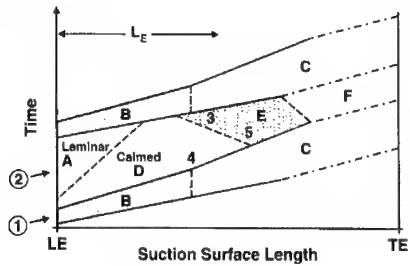
**Abb. 2.13:** Mathematische Modelle zur Strömungssimulation in Turbomaschinen (Adamczyk 1999)



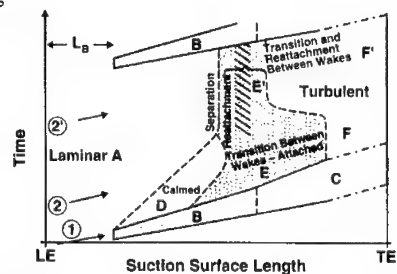
a) Auslegungsfall



b) niedrige Zuström-Reynoldszahl



c) hohe Schaufelbelastung



d) niedrige reduzierte Frequenz

**Abb. 2.14:** Durch instationäre Zuströmung induzierte Grenzschichtentwicklung auf der Saugseite einer Verdichterschaukel (*Halstead et al. 1995*)

UniBw München Institut für Strahltriebwerke		Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK)		1985	
Meßstreckenkenneiwerte :		Versorgungseinrichtungen :		Kanaldaten :	
- Machzahl	$0.2 \leq Ma \leq 1.05$	- Vakuumanlage	$P_1 = 30 \text{ kW}$	- Drehstrom-Motor	$P = 1300 \text{ kW}$
- Reynoldszahl	$0.2 \cdot 10^4 \text{ m}^{-1} \leq Re/l \leq 16.0 \cdot 10^4 \text{ m}^{-1}$		$P_1 = 20 \text{ kW}$	- Axialverdichter	6 Stufen
- Turbulenzgrad	$0.4 \% \leq Tu \leq 7.5 \%$	- Grenzschichtabsaugung	$P = 155 \text{ kW}$	- Luftdurchsatz	$\dot{V} = 30 \text{ m}^3/\text{s}$
- Zuströmwinkel	$25^\circ \leq \beta \leq 155^\circ$	(Radialverdichter)		- Druckverhältnis	$p_1/p_k = 2.14$
- Schaufelhöhe	300 mm	- Sekundärluftversorgung	$P = 1000 \text{ kW}$	- Verdichterdrehzahl	$n_{\text{max}} = 6300 \text{ min}^{-1}$
- Zuströmhöhe	235 mm - 510 mm	(Schraubenverdichter)		- Kammerdruck	$p_k = 0.04 - 1.2 \text{ bar}$

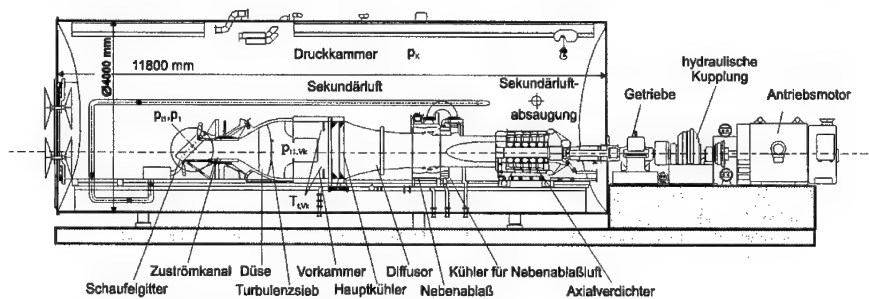


Abb. 3.1: Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal

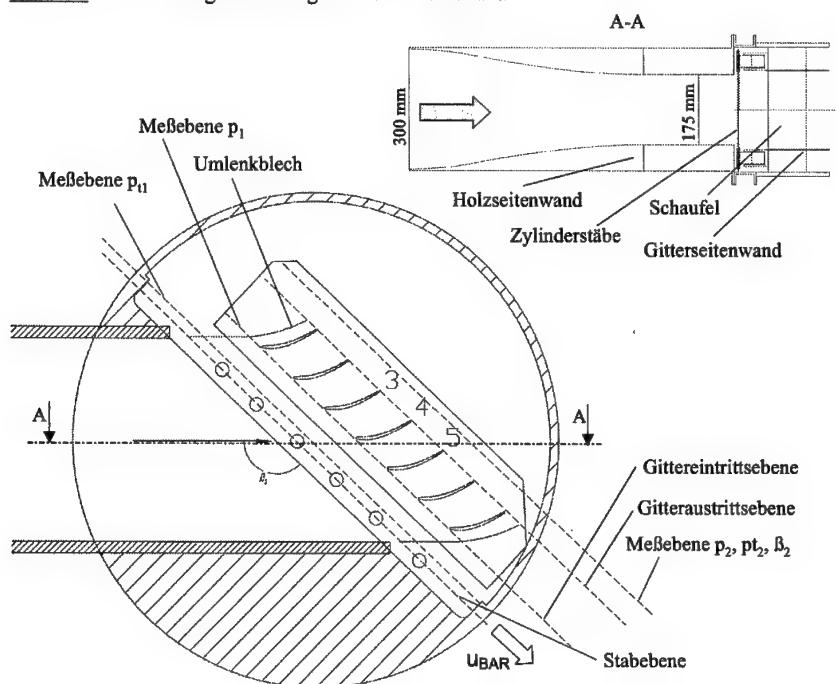


Abb. 3.2: Einbauskizze des Verdichtergitters V111 in die Meßstrecke des HGK

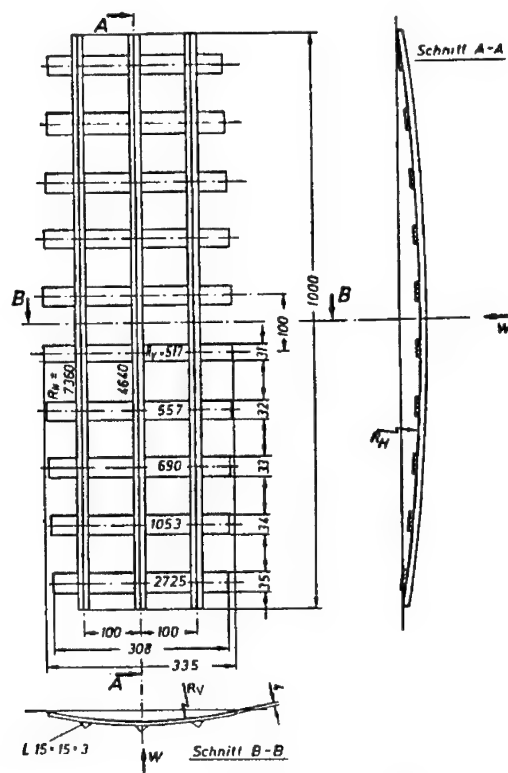


Abb. 3.3: Turbulenzsieb VTK

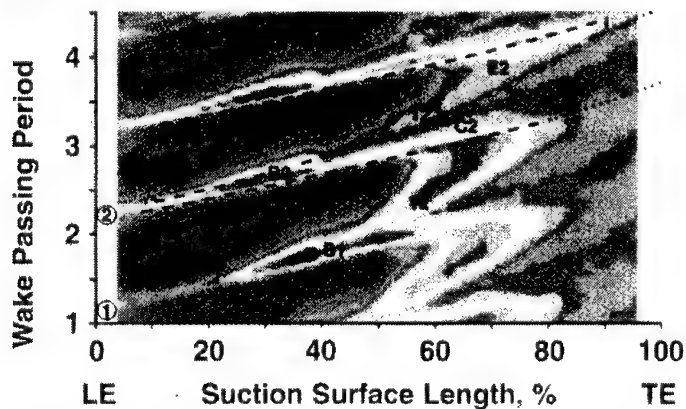


Abb. 3.4: Einfluß einer Schaufel (1) bzw. eines Zylinderstabes (2) auf das Grenzschichtverhalten der stromabliegenden Schaufel (phasengemittelte RMS-Werte aus Halstead et al. 1995)

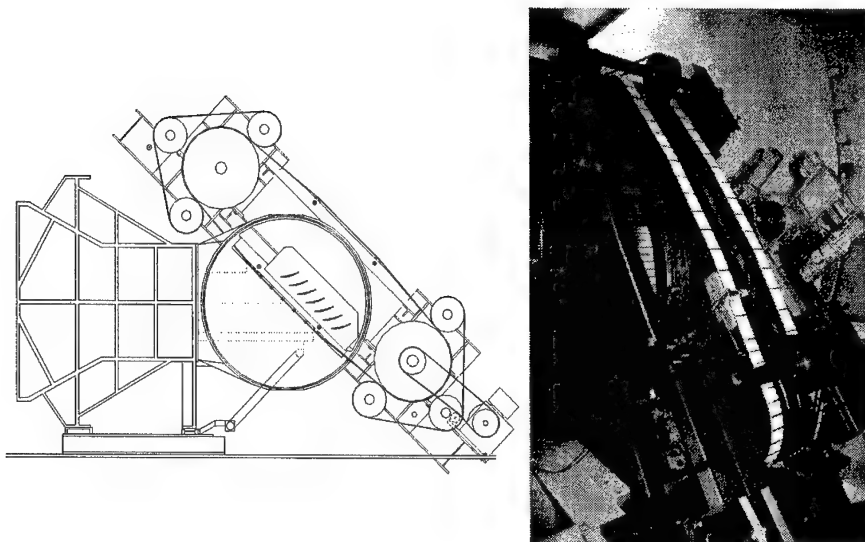


Abb. 3.5: Der Erzeuger instationärer Zustrombedingungen (EIZ)

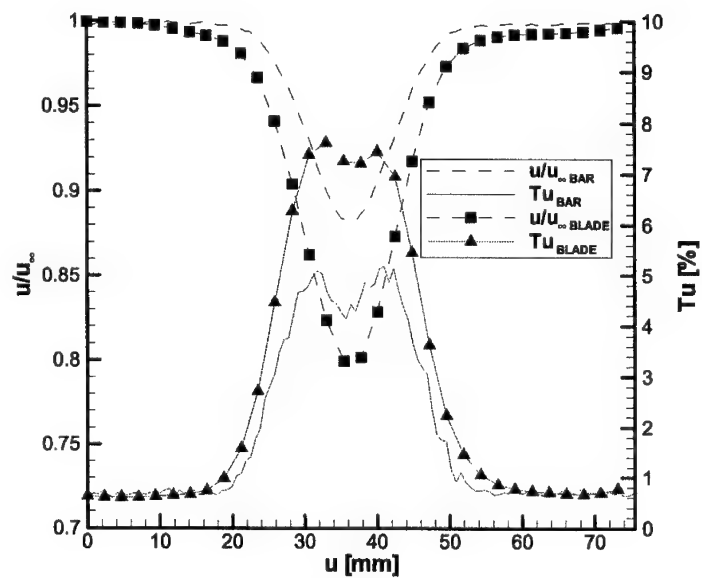
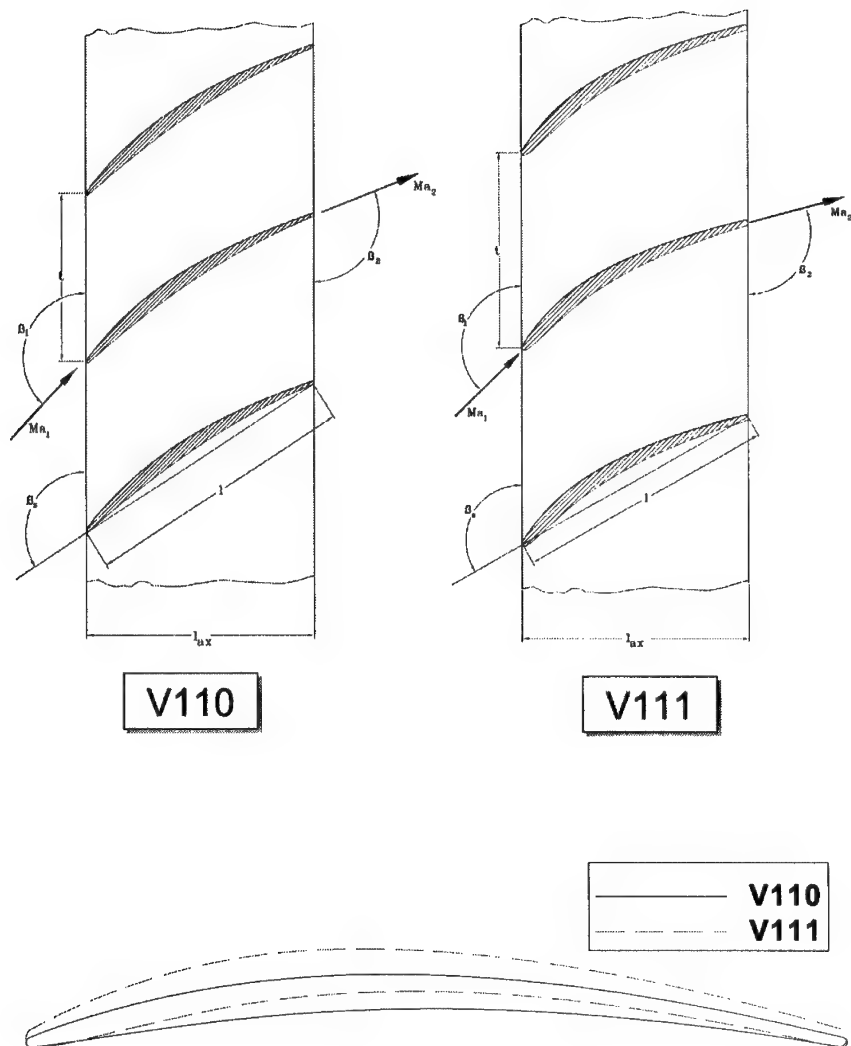


Abb. 3.6: Vergleich der charakteristischen Größen der Nachlaufdellen von Schaufel und Zylinderstab für das Verdichtergitter V111 bei  $Ma_1=0.73$ ,  $Re_1=200000$



**Abb. 3.7:** Anordnung und Vergleich der Verdichtergitter V110 und V111

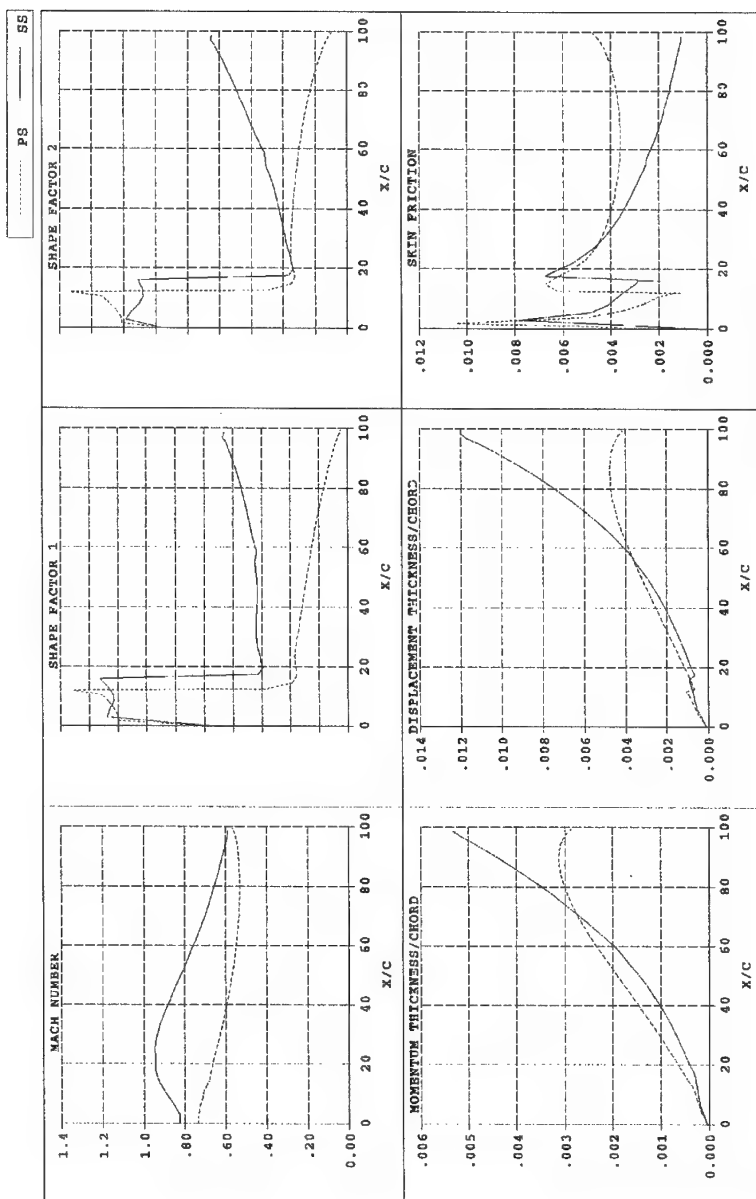
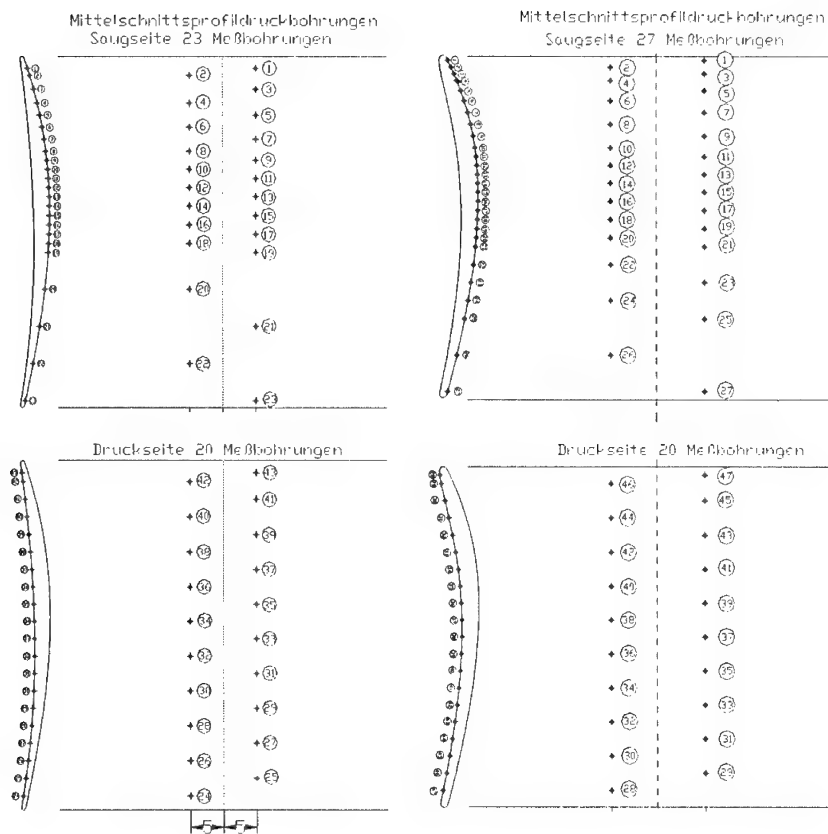


Abb. 3.8: Grenzschichtparameter aus der Auslegungsrechnung für das Verdichtergitter V110 (Rolls-Royce Deutschland)





**Abb. 3.9:** Position der instrumentierten Profildruckbohrungen für die Gitter V110 (links) und V111 (rechts)

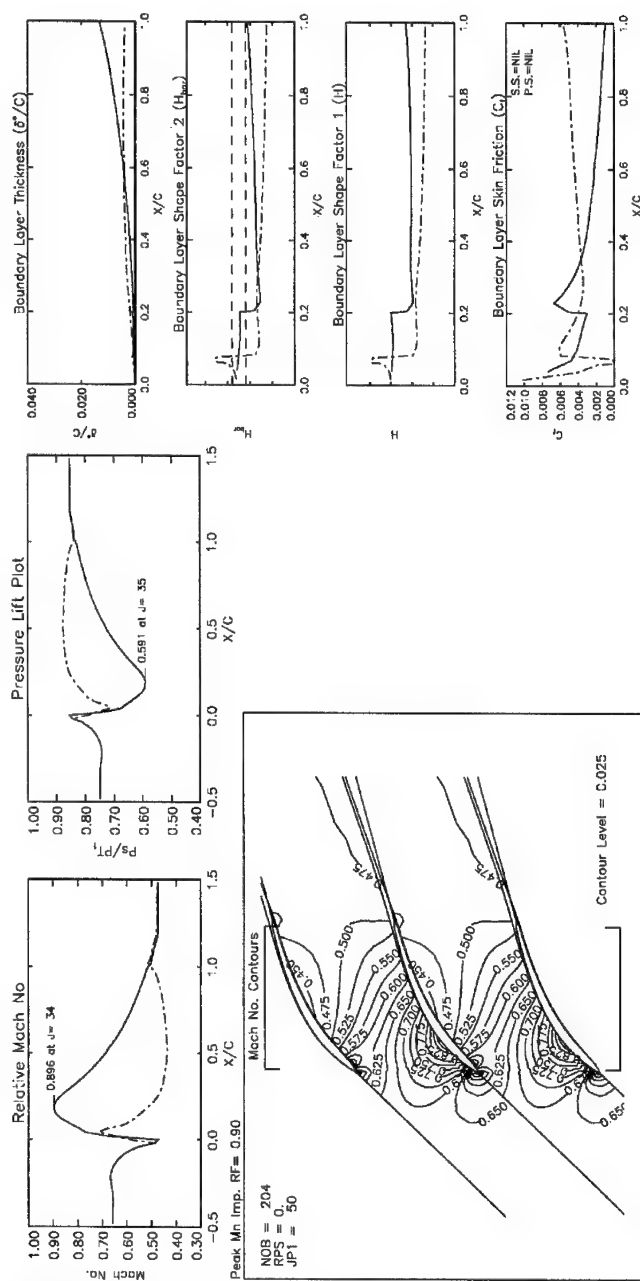


Abb. 3.10: Grenzschichtparameter aus der Auslegungsrechnung für das Verdichtergitter V111 (Rolls-Royce Deutschland)



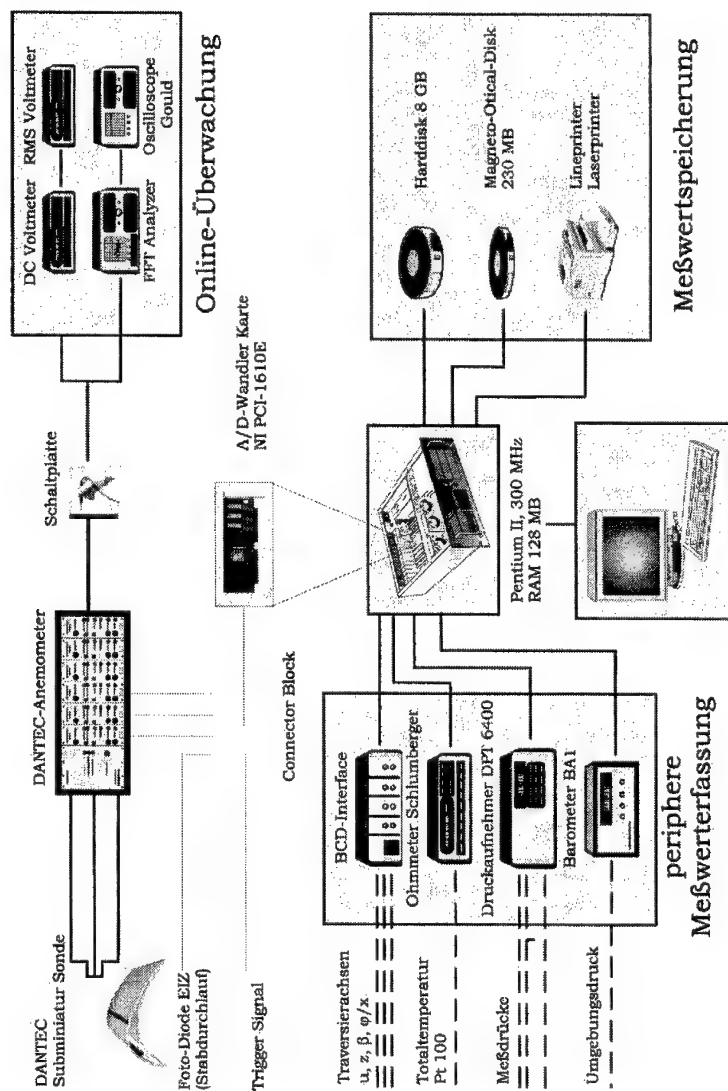
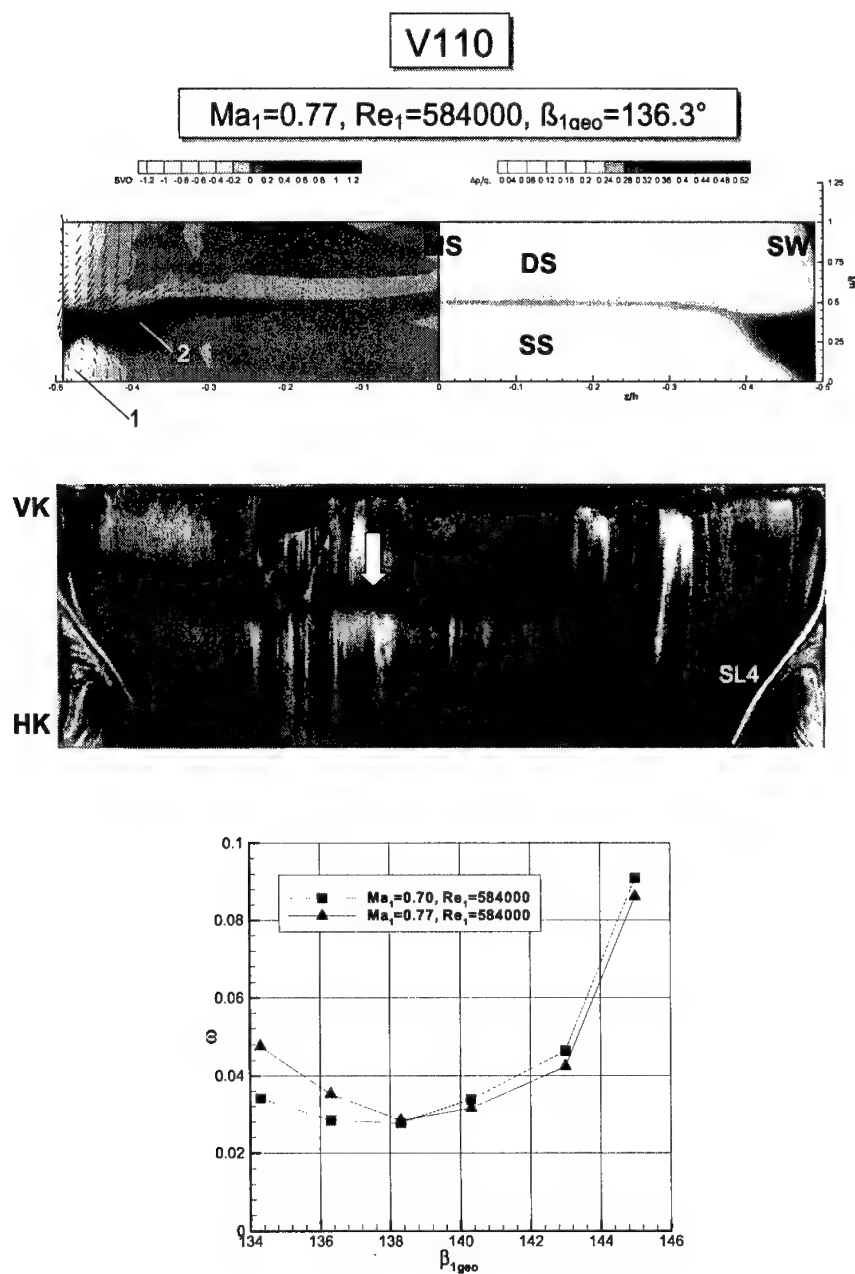
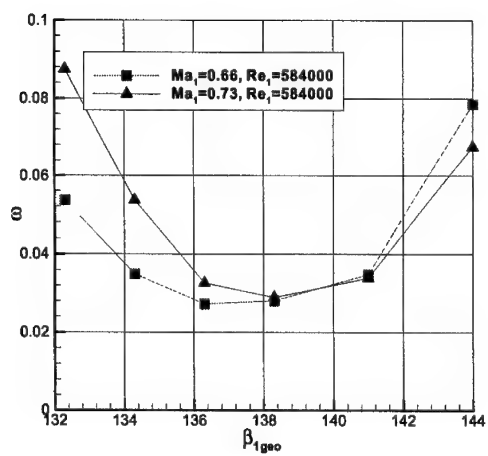
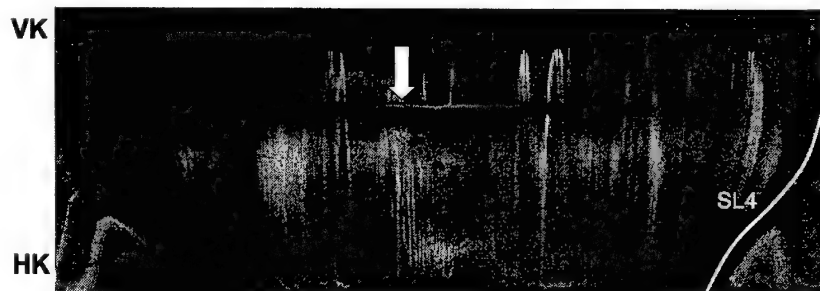
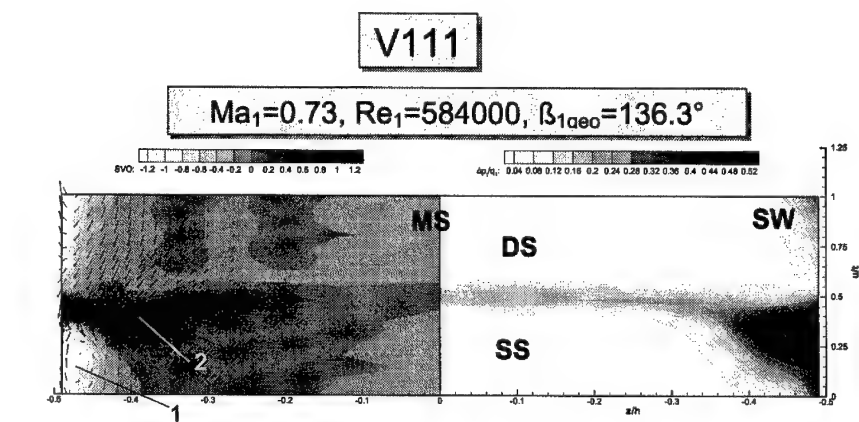


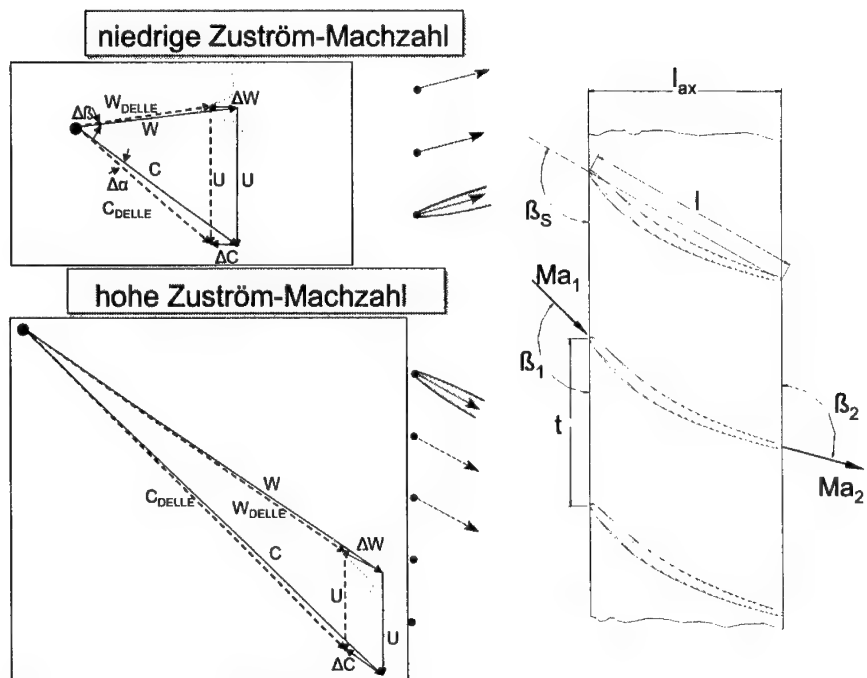
Abb. 4.3: Geräteaufbau der Hitzdrahtmeßtechnik



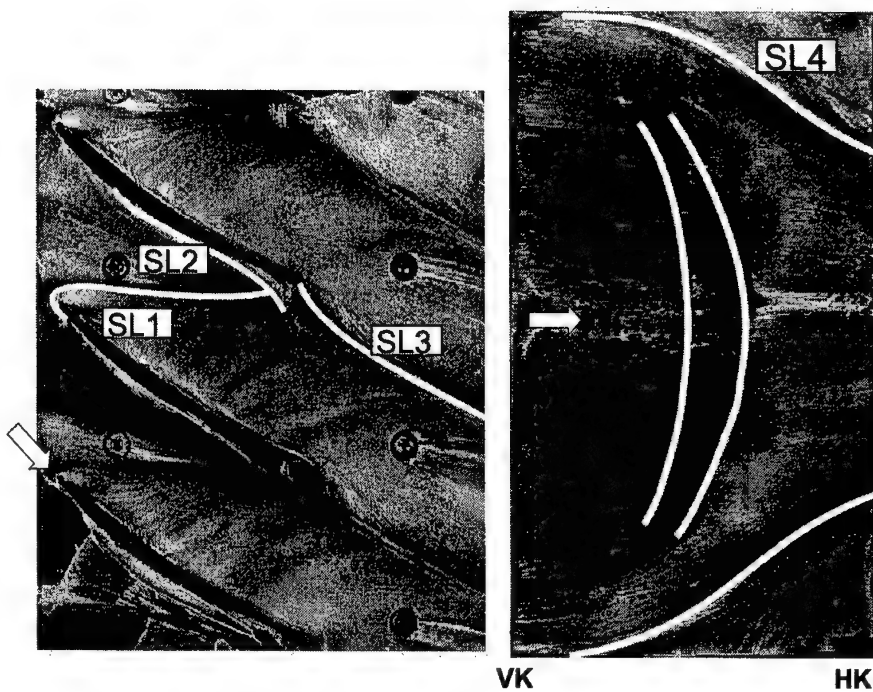
**Abb .5.1:** Untersuchung des stationären Strömungsverhaltens am Verdichtergitter V110



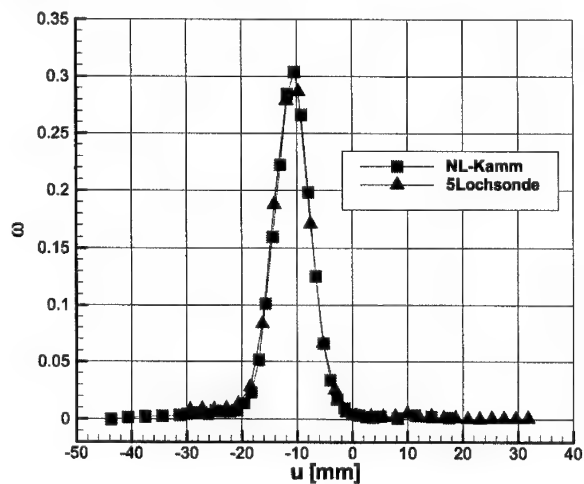
**Abb. 5.2:** Untersuchung des stationären Strömungsverhaltens am Verdichtergitter V111



**Abb. 5.3:** Skizzenhafte Darstellung der Geschwindigkeitsdreiecke und der Auftreffposition der Nachlaufdellen am Beispiel des Verdichtergitters V111

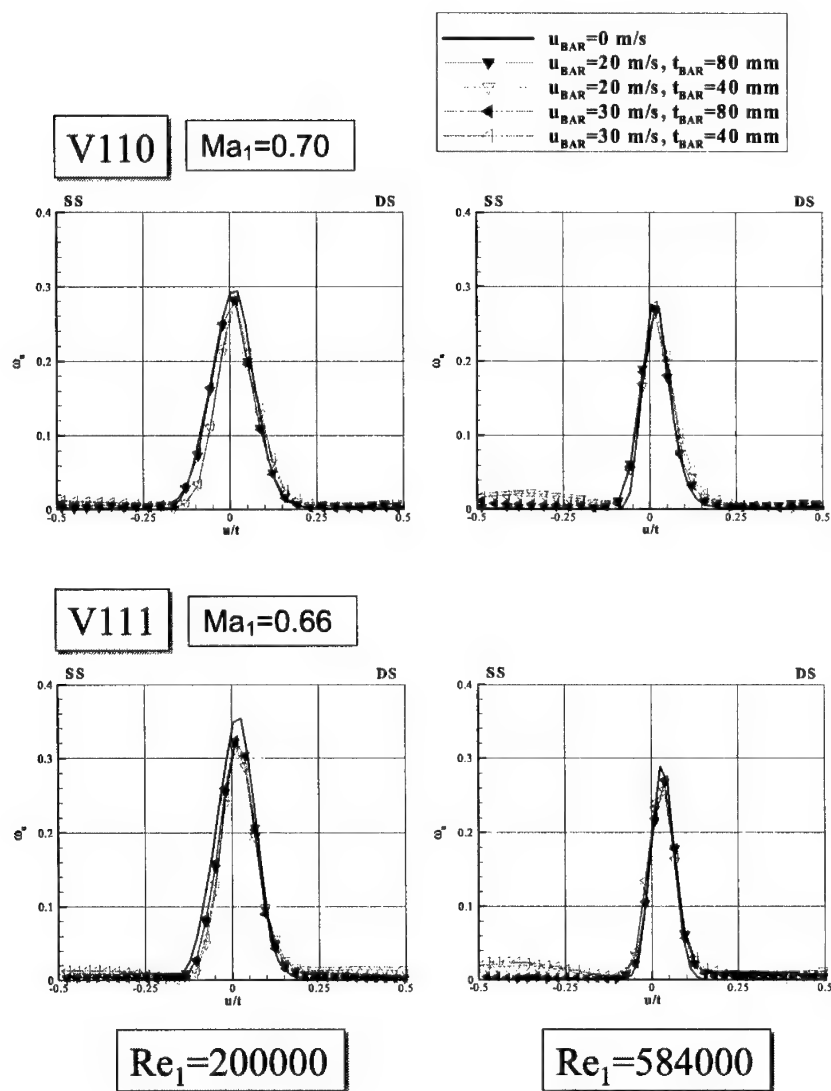


**Abb. 5.4:** Ölanstrichbild der Seitenwand und der Schaufeloberfläche des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $Re_1=584000$

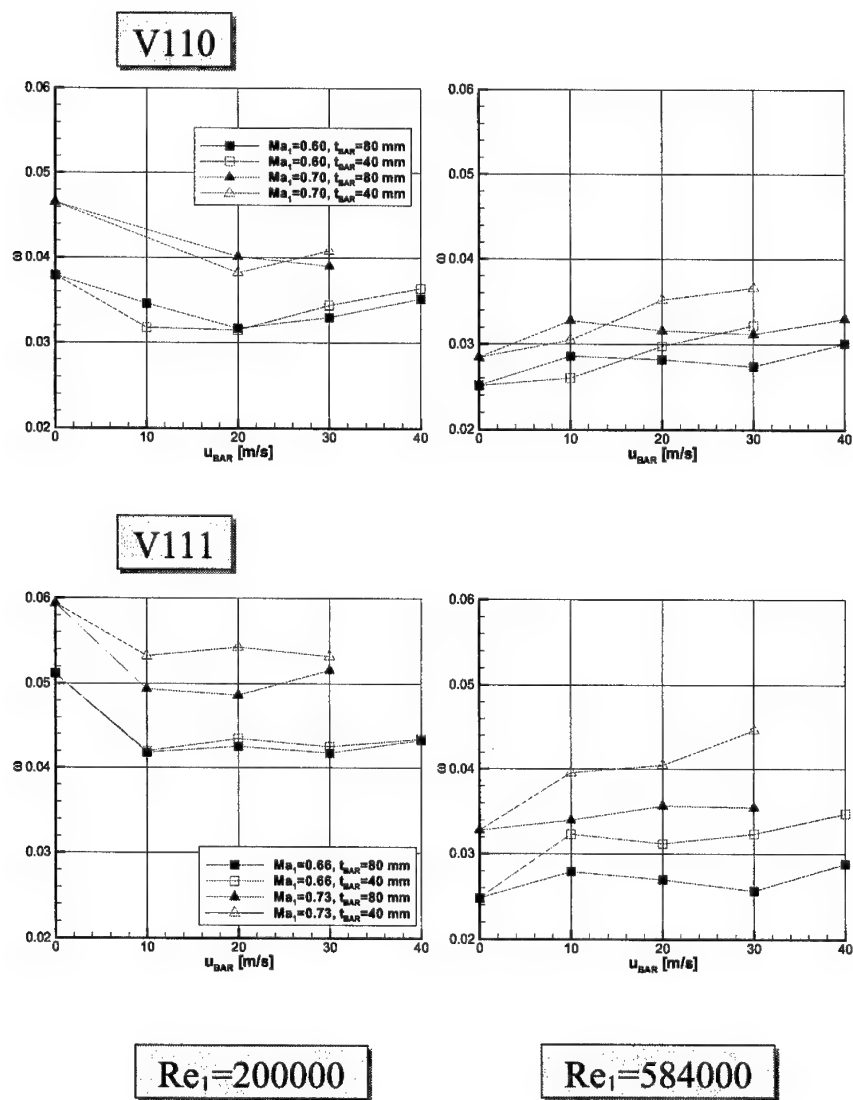


**Abb. 5.5:** Vergleichsmessung zwischen Nachlauf-Kammsonde und Fünflochsonde für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1.31$ ,  $u_{BAR}=10$  m/s





**Abb. 5.6:** Lokale Totaldruckverlustbeiwerte für die Verdichtergitter V110 (oben) und V111 (unten) in Abhängigkeit von Zuström-Reynoldszahl, Stabteilung und Stabgeschwindigkeit



**Abb. 5.7:** Zeitgemittelte integrale Totaldruckverlustbeiwerte für die Verdichtergitter V110 und V111 in Abhängigkeit von Zuström-Reynoldszahl, Zuström-Machzahl, Stabgeschwindigkeit und Stabteilung

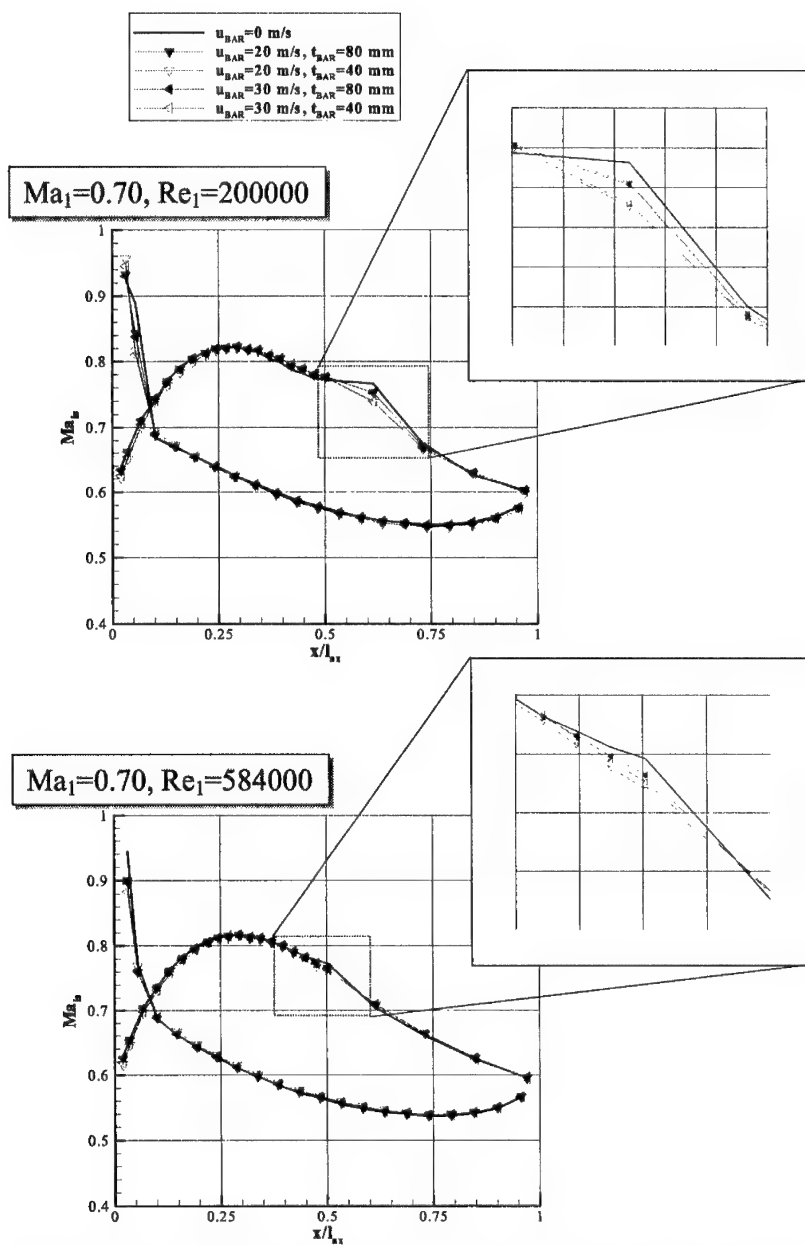
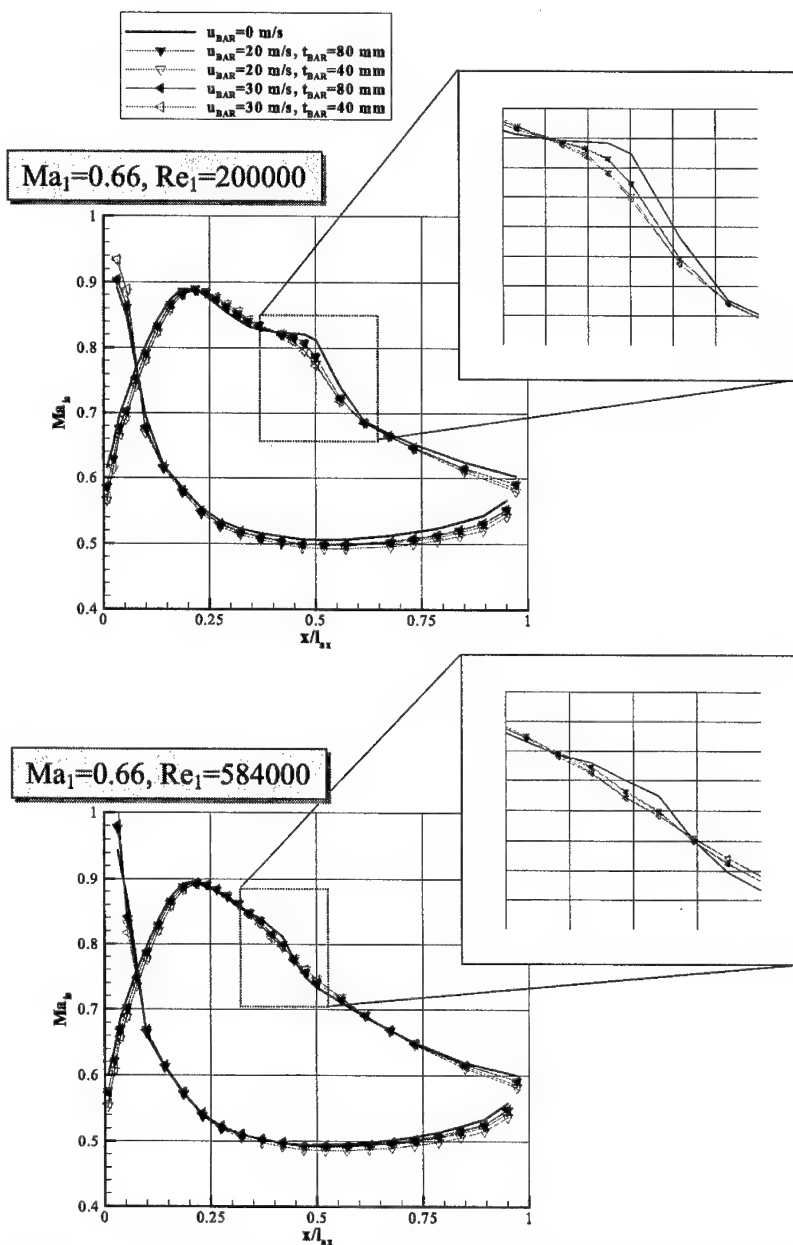


Abb. 5.8: Ergebnisse der zeitlich gemittelten Profildruckverteilungsmessungen am Verdichtergitter V110 in Abhängigkeit von Zuström-Reynoldszahl, Stabteilung und Stabgeschwindigkeit



**Abb. 5.9:** Ergebnisse der zeitlich gemittelten Profildruckverteilungsmessungen am Verdichtergitter V111 in Abhängigkeit von Zuström-Reynoldszahl, Stabteilung und Stabgeschwindigkeit

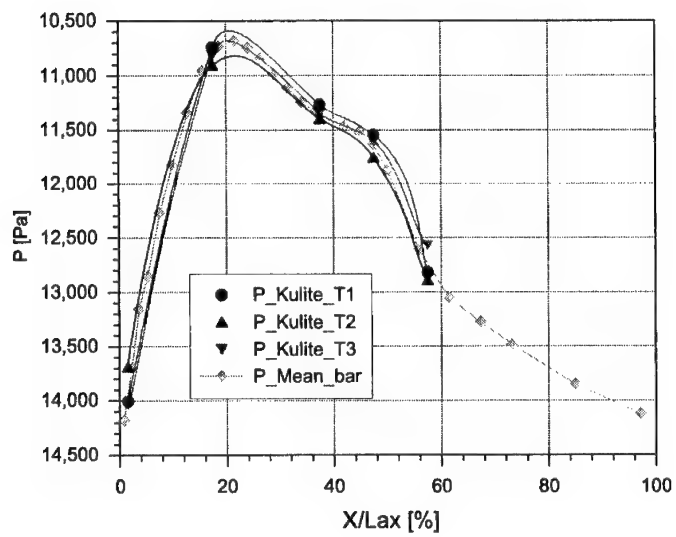
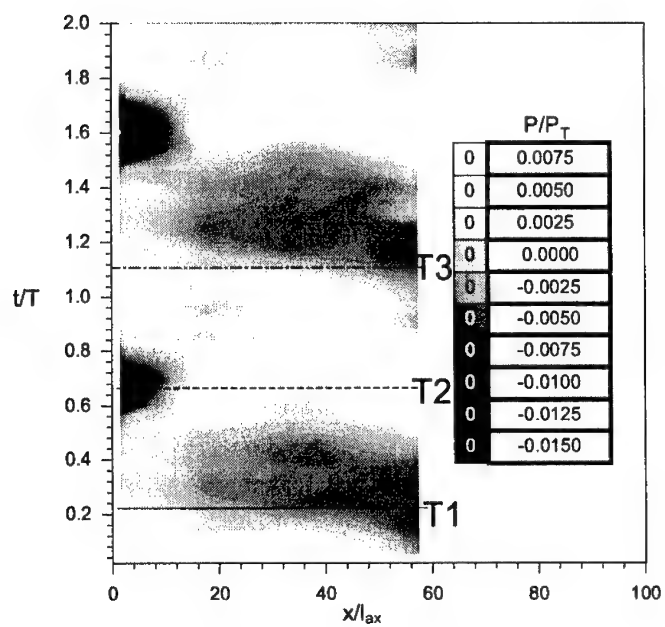


Abb. 5.10: Stationäre Druckschwankungen auf der Saugseite des Verdichtergitters V111 und daraus gebildete Druckenveloppen für  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1.06$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

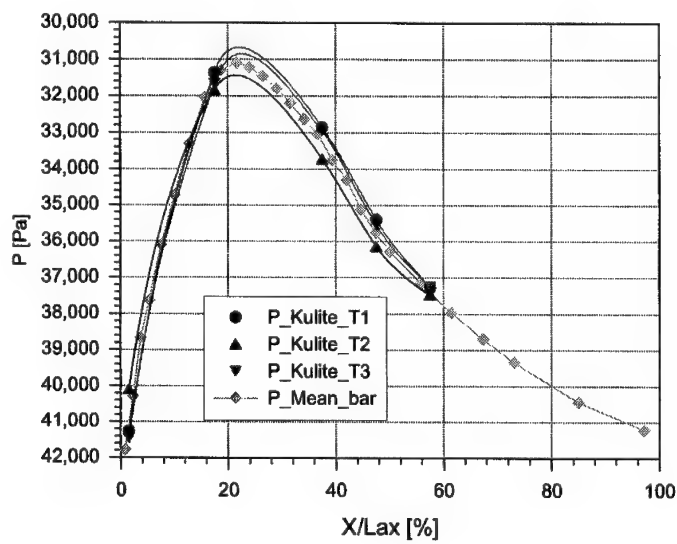
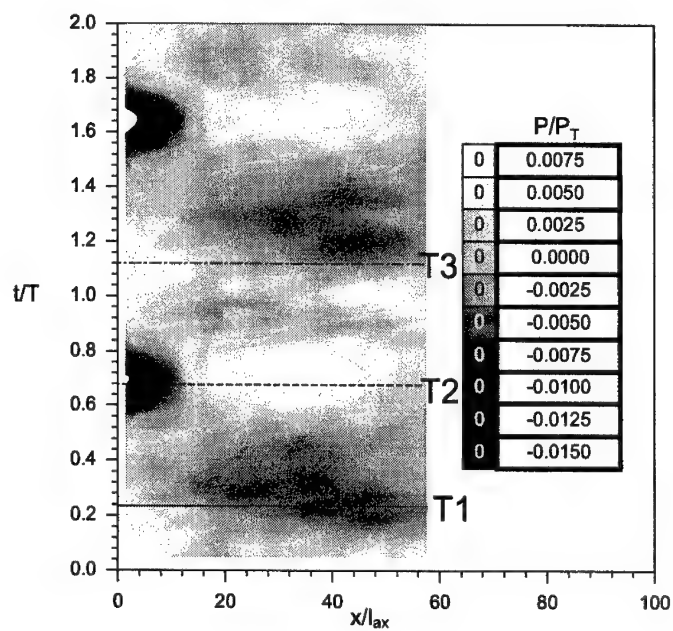
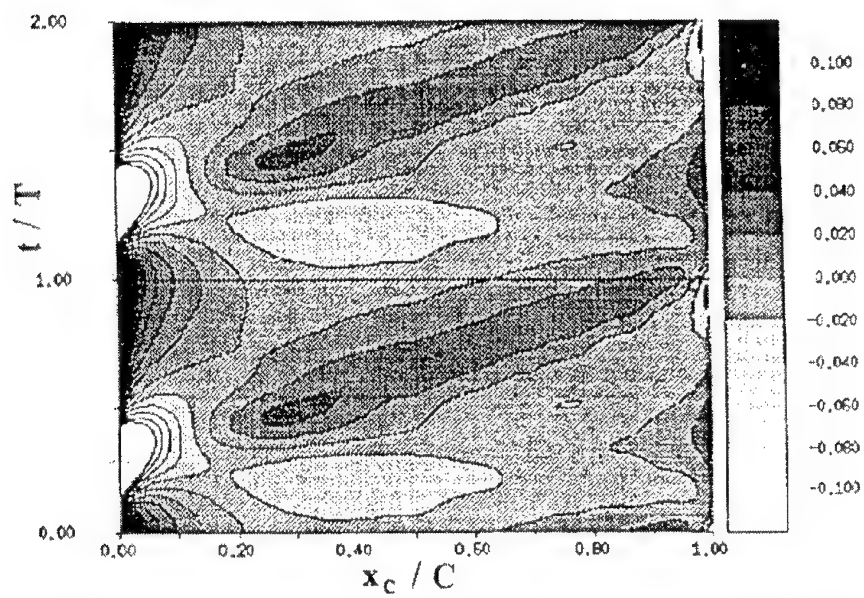


Abb. 5.11: Instationäre Druckschwankungen auf der Saugseite des Verdichtergitters V111 und daraus gebildete Druckenveloppen für  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$ ,  $t_{BAR}/t=1.06$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s



**Abb. 5.12:** Berechnete instationäre Druckschwankungen auf der Saugseite einer Verdichterschaufel (*Fan und Lakshminarayana 1994*)

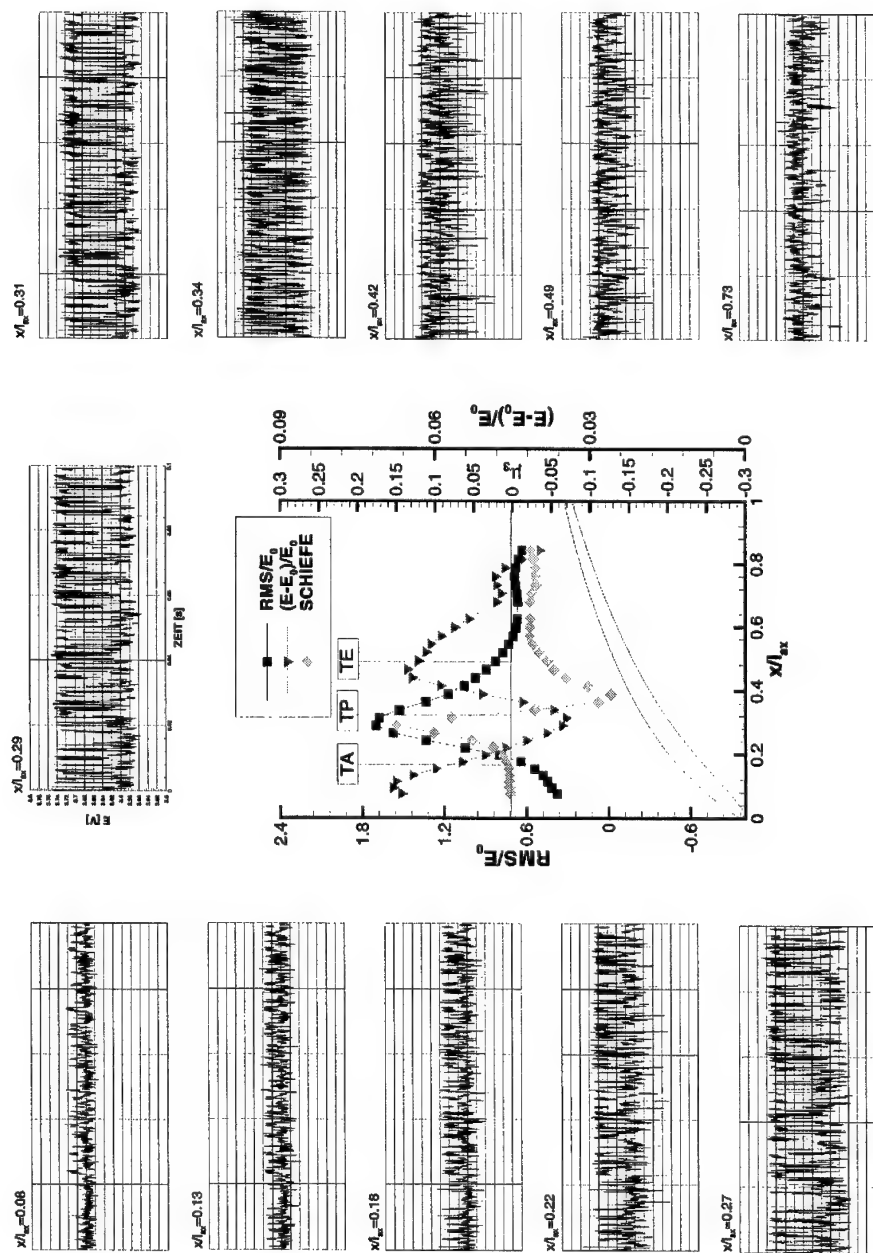


Abb. 5.13: Typisches Dünnschichtverhalten für das Verdichtergitter V111 bei Bypass-Transition



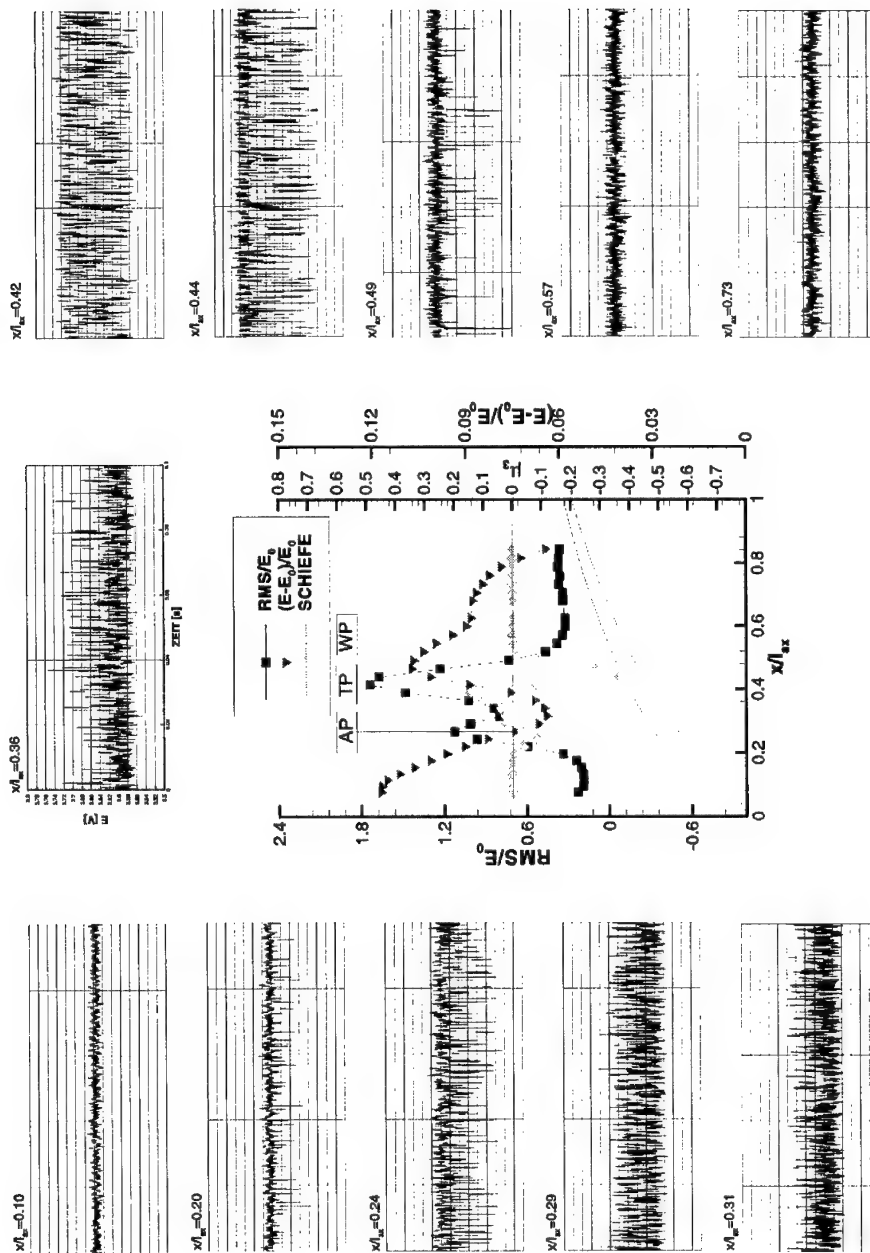
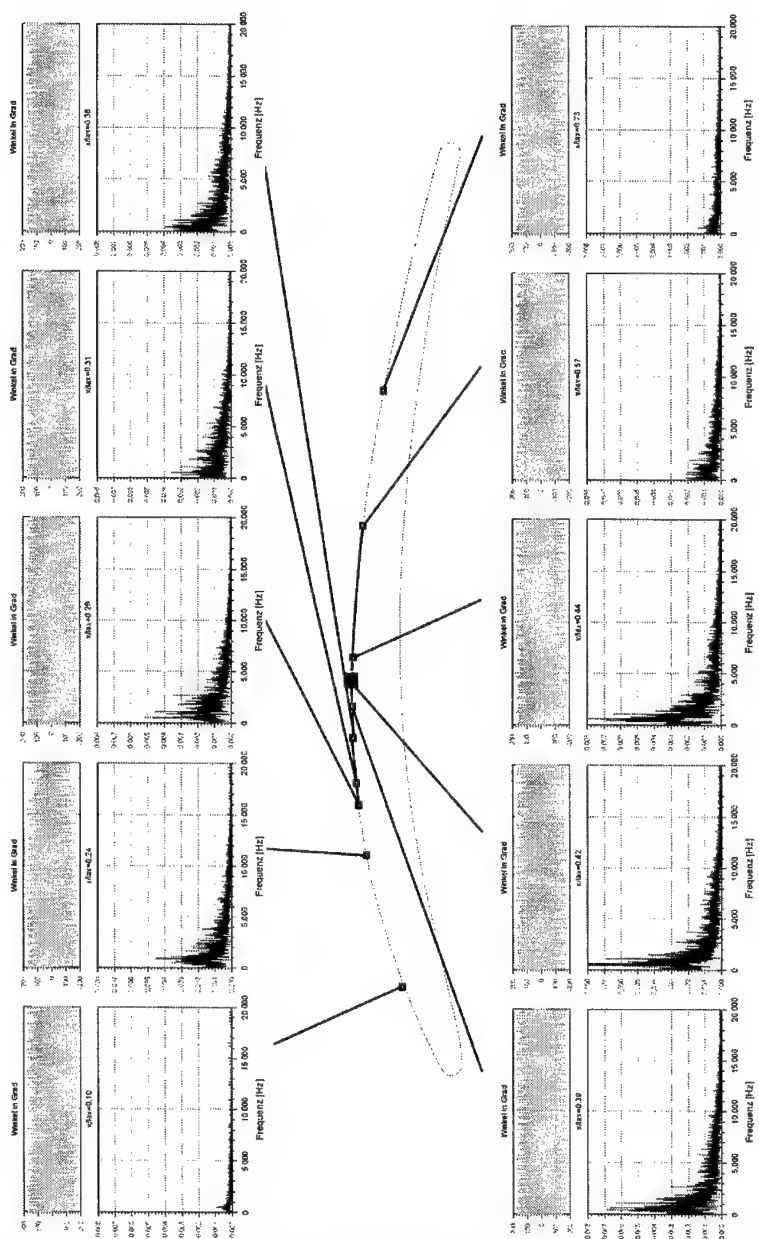
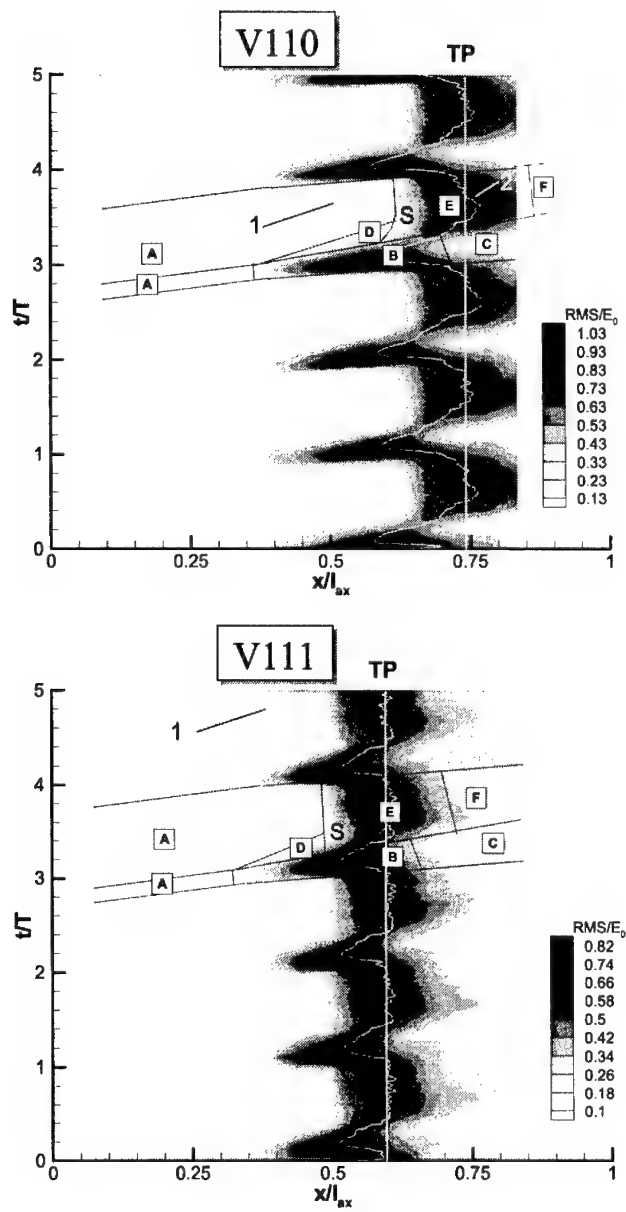


Abb. 5.14: Typisches Dünnfilmverhalten für das Verdichtergitter V111 bei Transition über eine laminare Ablöseblase



**Abb. 5.15:** FFT-Analyse der Dünnfilmsignale für das Verdichtergitter V111 bei Transition über eine laminare Ablöseblase



**Abb. 5.16:** Phasengemittelte Weg-Zeit-Diagramme der normierten RMS-Schwankungswerte für die beiden Verdichtergitter bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}=80$  mm,  $u_{BAR}=20$  m/s

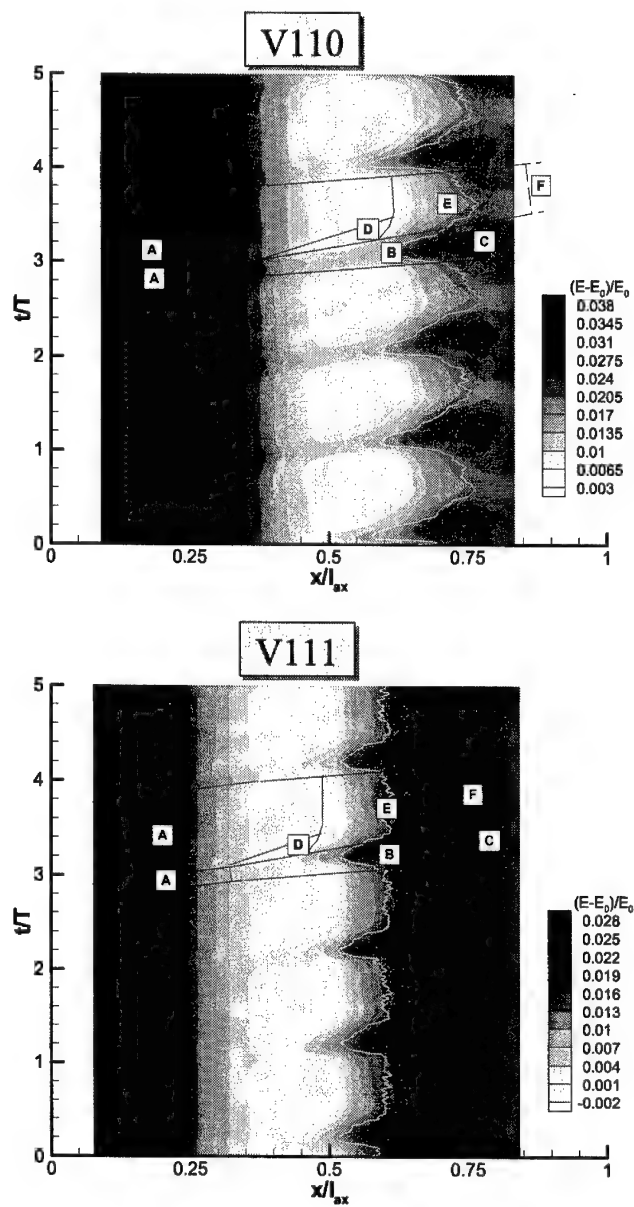
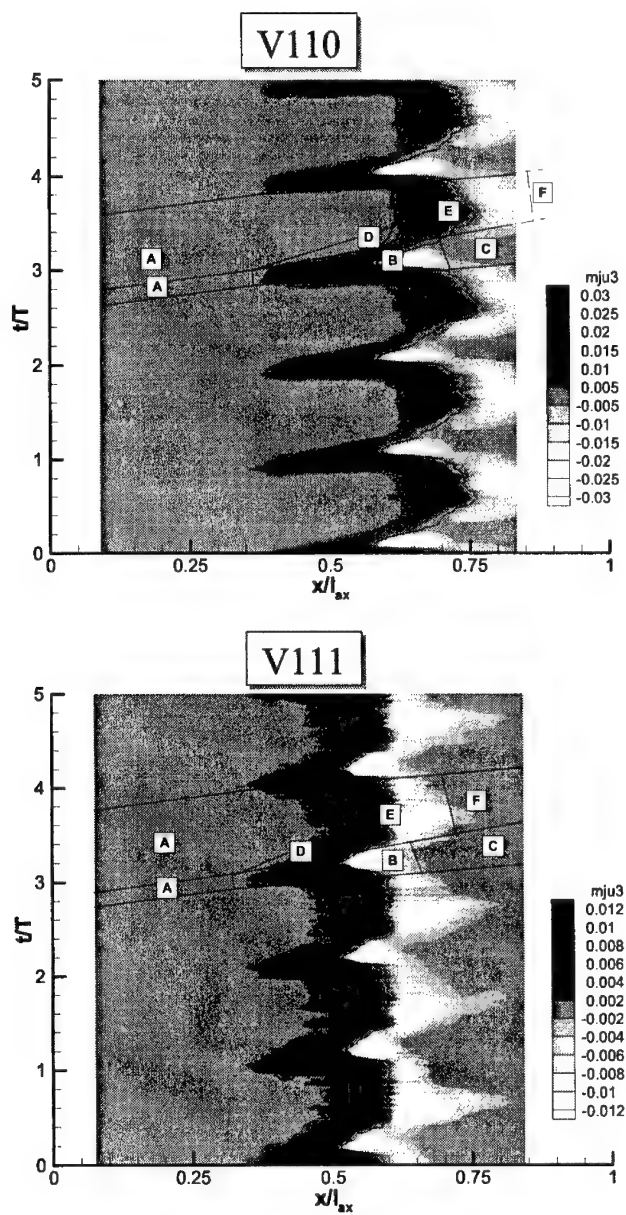
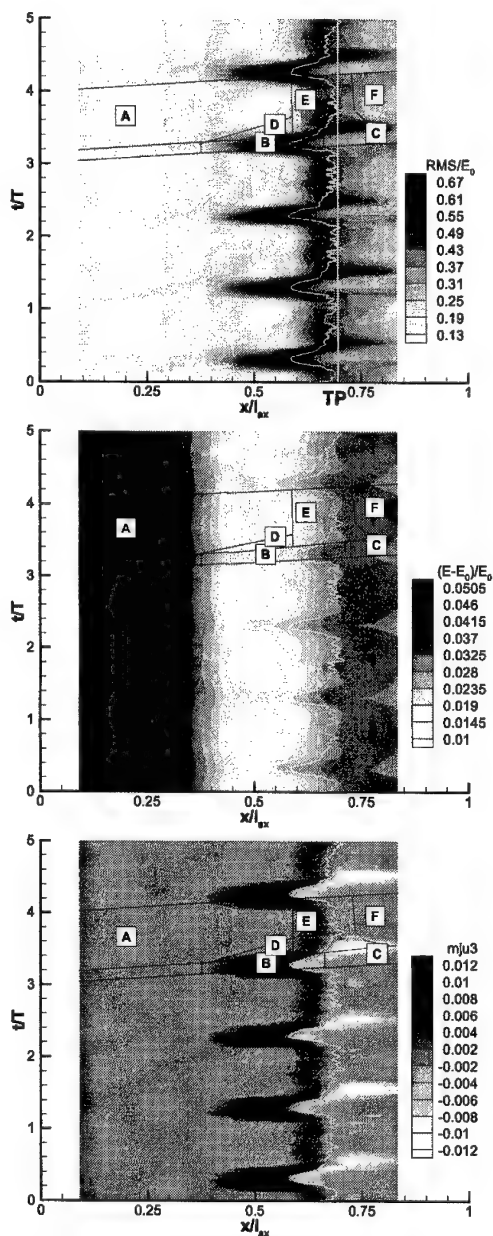


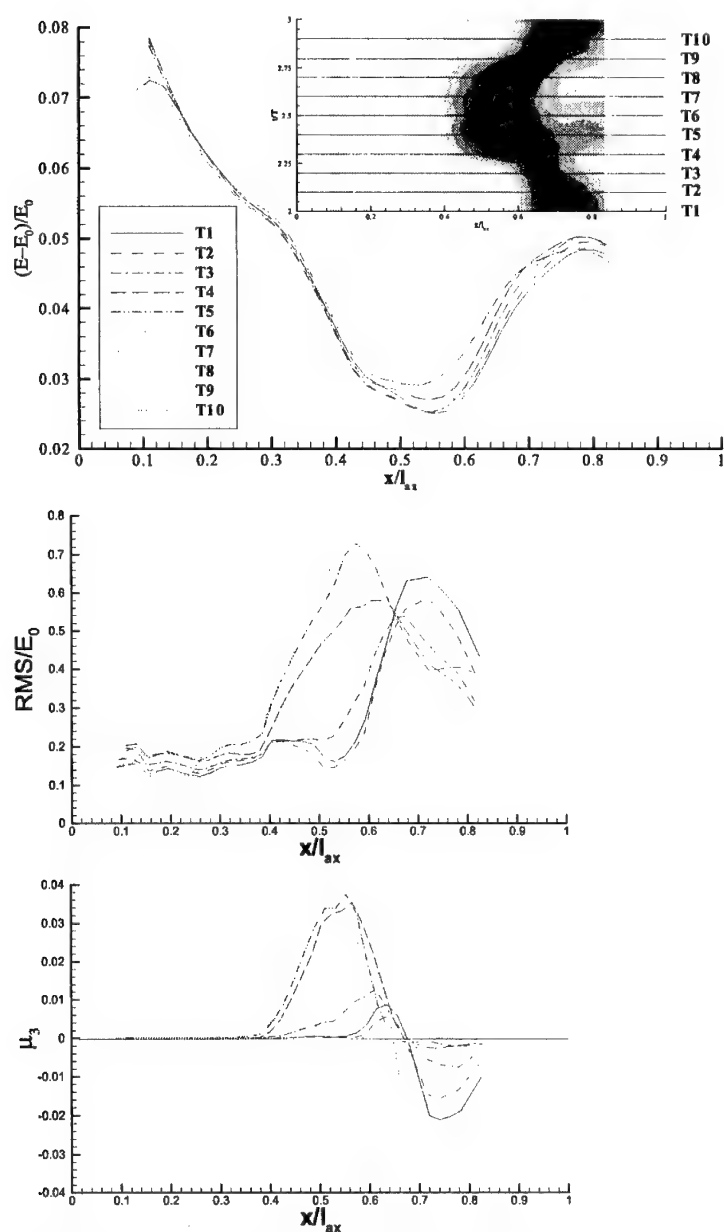
Abb. 5.17: Phasengemittelte Weg-Zeit-Diagramme der Quasi-Wandschubspannungen für die beiden Verdichtergitter bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}=80$  mm,  $u_{BAR}=20$  m/s



**Abb. 5.18:** Phasengemittelte Weg-Zeit-Diagramme des Schiefe-Verlaufs für die beiden Verdichtergitter bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}=80$  mm,  $u_{BAR}=20$  m/s



**Abb. 5.19:** Phasengemittelte Weg-Zeit-Diagramme für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1.31$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s



**Abb. 5.20:** Phasengemittelte Quasi-Wandschubspannungen, RMS- und Schiefeverteilungen für zehn Zeitschnitte am Beispiel des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

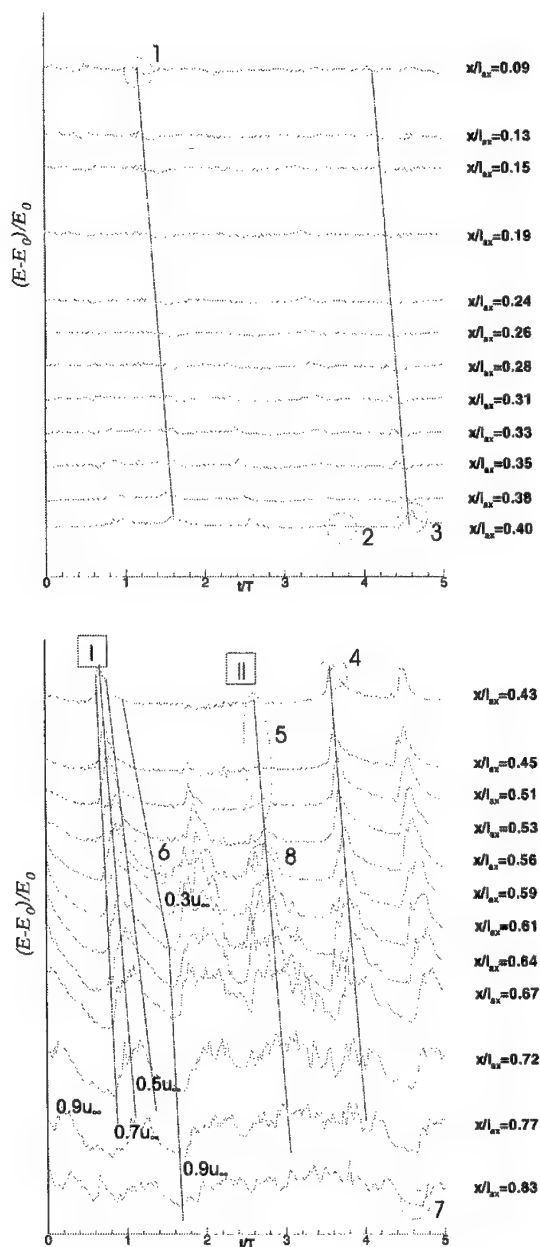
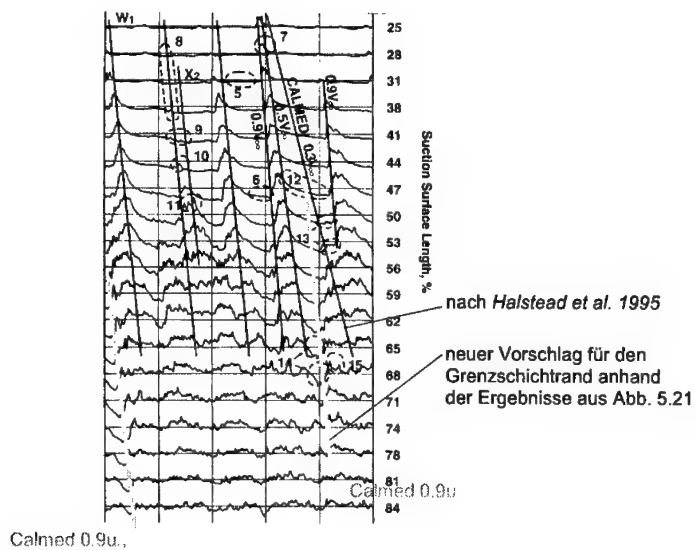


Abb. 5.21: Zeitschriebe der simultan aufgenommenen Rohspannungen für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.15$  bei  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s





$Ma_1=0.60$

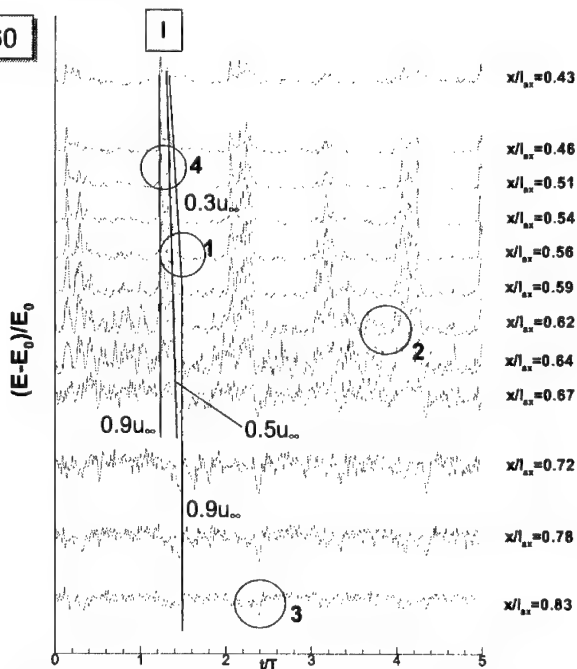


Abb. 5.22: Diskussion der Zeitschriebe von Halstead et al. 1995 und Zeitschriebe der simultan aufgenommenen Rohspannungen für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

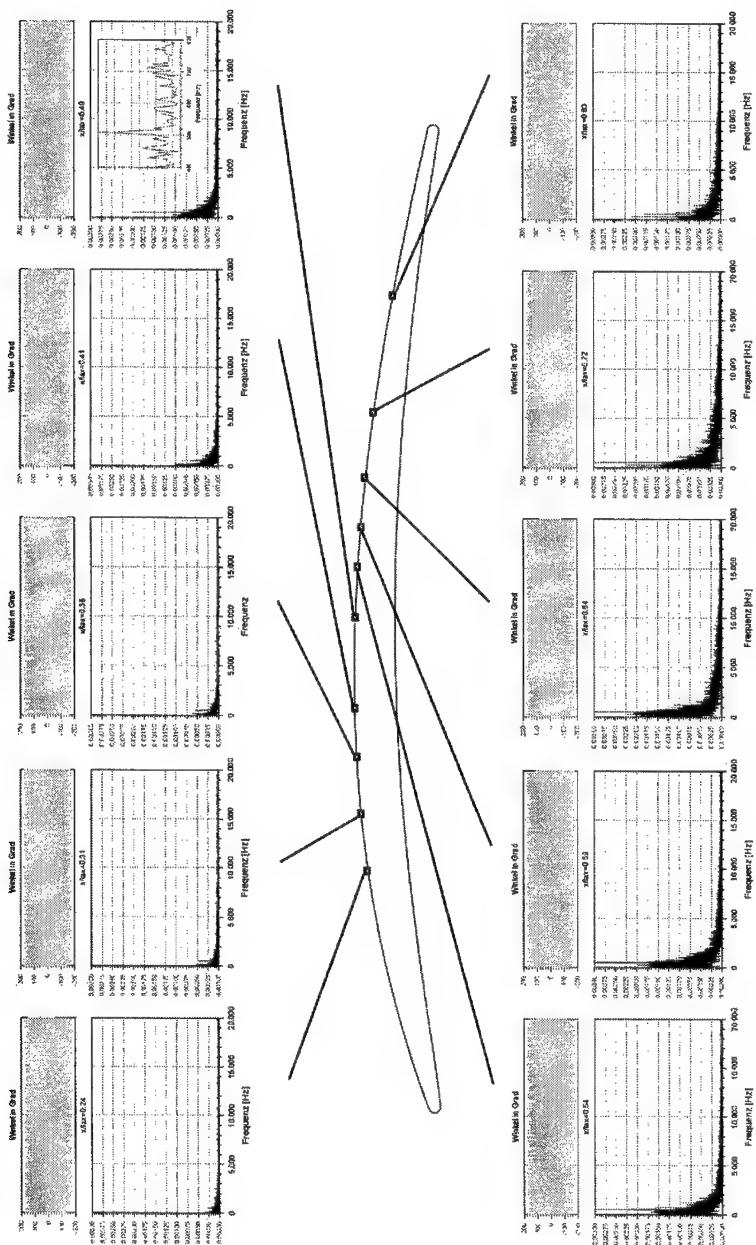


Abb. 5.23: FFT-Analyse der Rohspannungen für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

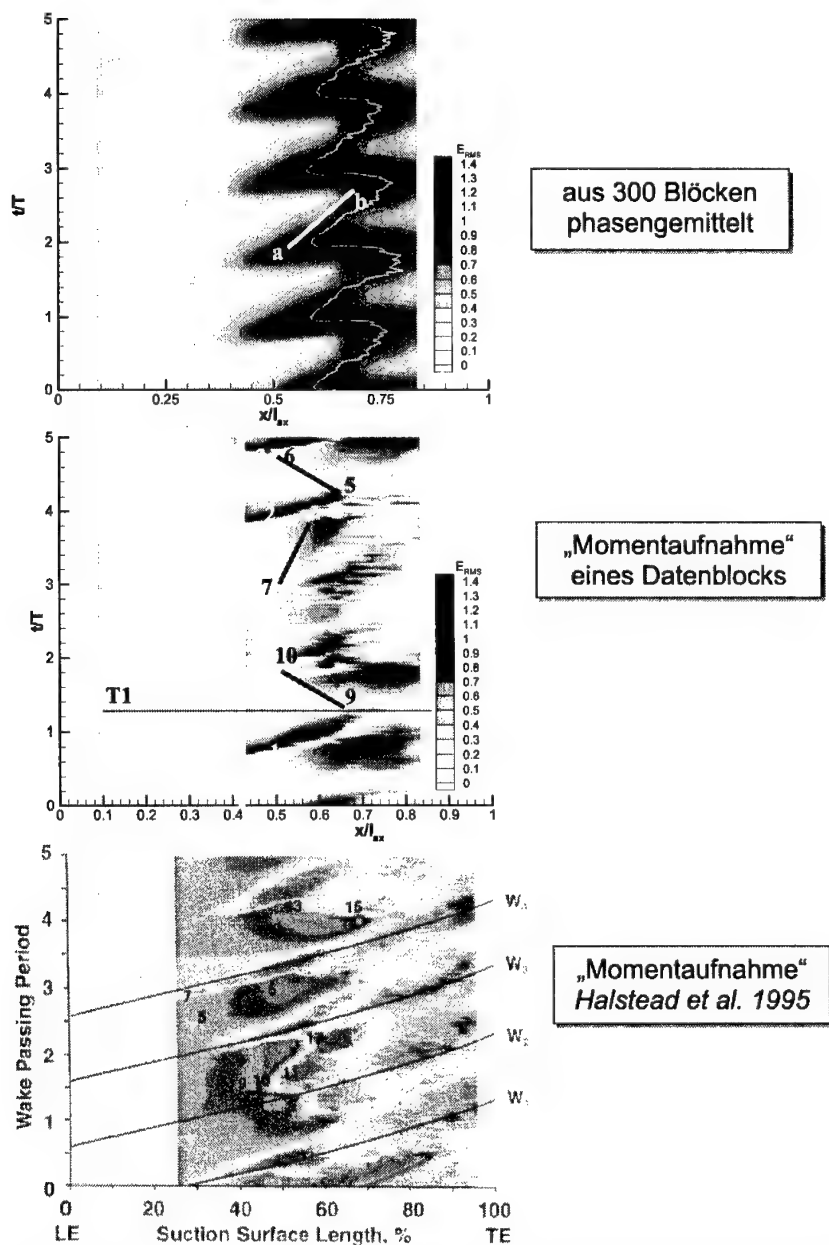
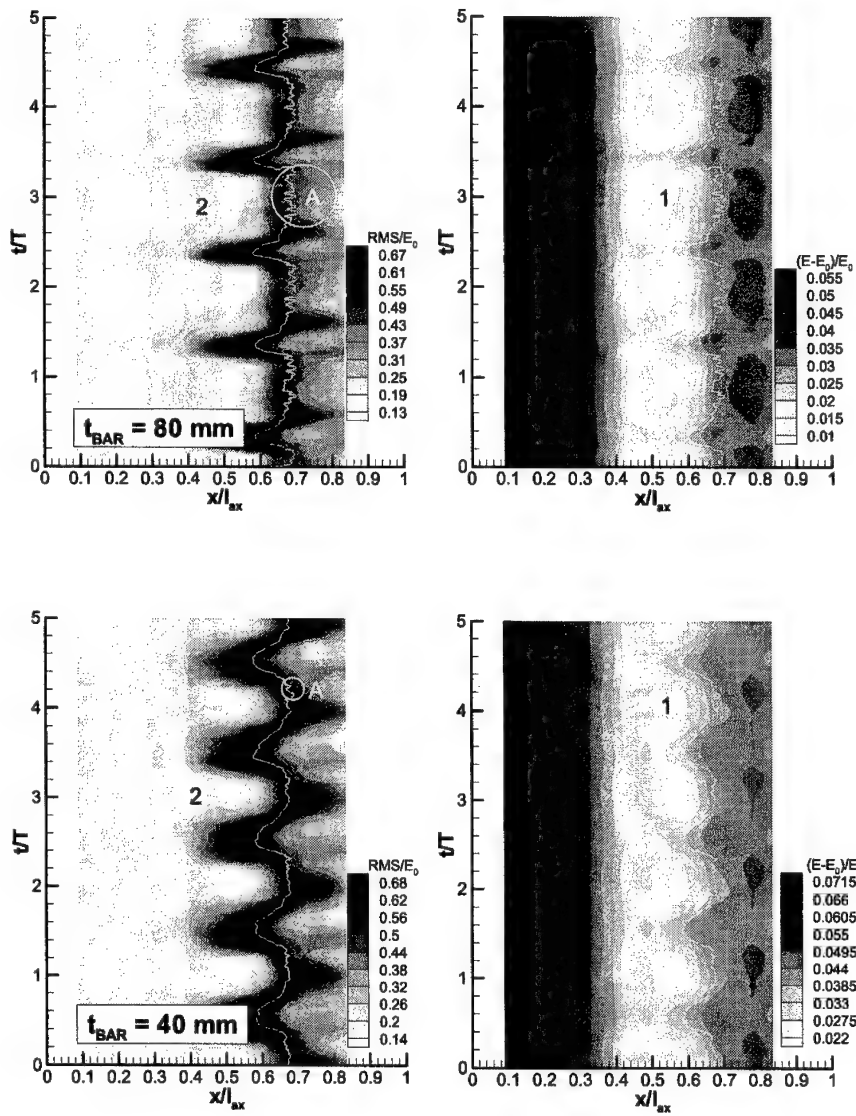


Abb. 5.24: Vergleich des über 300 Blöcke phasengemittelten Weg-Zeit-Diagramms mit der aus den Daten eines Blocks zusammengesetzten „Momentaufnahme“ für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s



**Abb. 5.25:** Einfluß der Stabteilung auf das instationäre Grenzschichtverhalten im Falle des Verdichtergitters V110 bei  $\text{Ma}_1=0.60$ ,  $\text{Re}_1=200000$

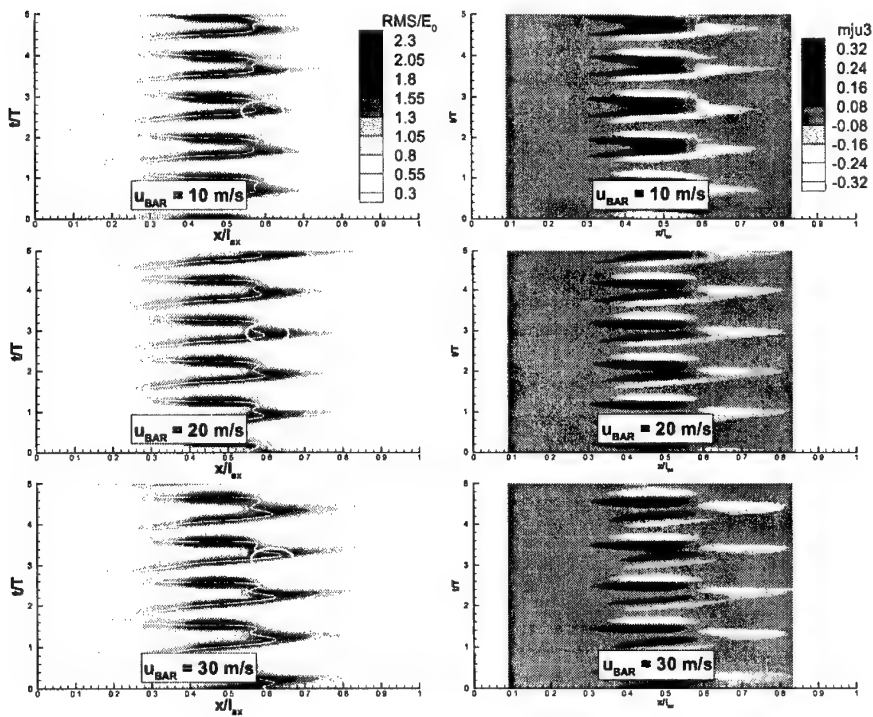


Abb. 5.26: Einfluß der Stabgeschwindigkeit auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $Re_1=584000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$

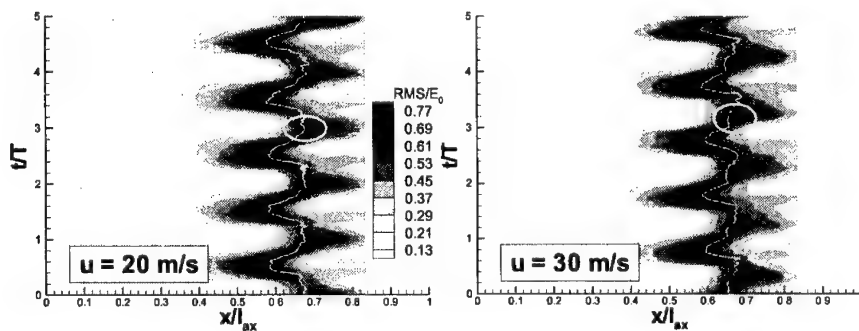


Abb. 5.27: Einfluß der Stabgeschwindigkeit auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$

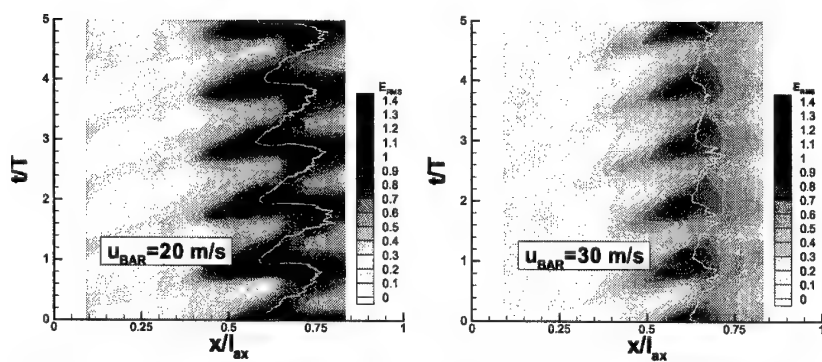


Abb. 5.28: Einfluß der Stabgeschwindigkeit auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$

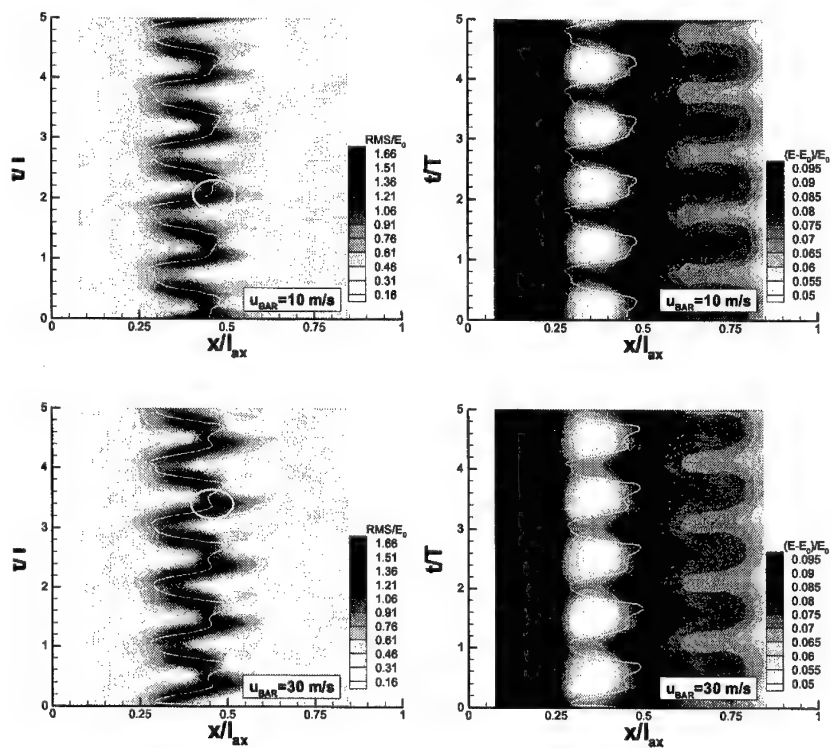
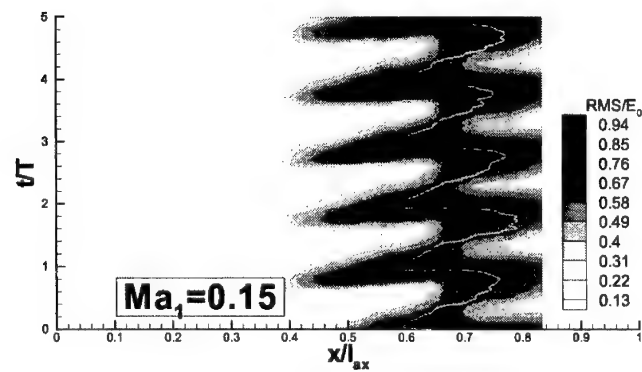
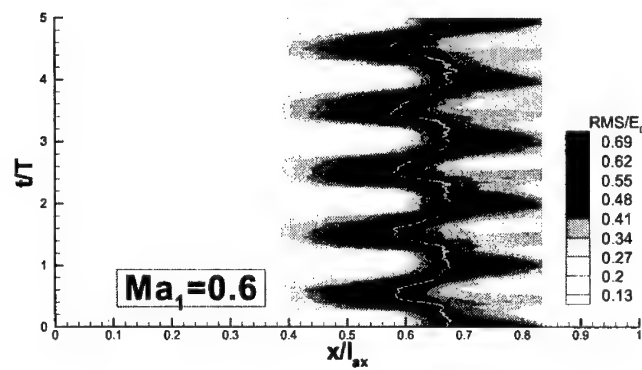
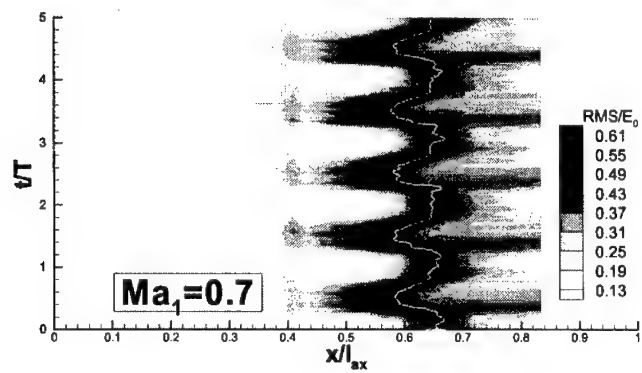


Abb. 5.29: Einfluß der Stabgeschwindigkeit auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$



**Abb. 5.30:** Einfluß der Zuström-Machzahl auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters  
 V110 bei  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.65$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

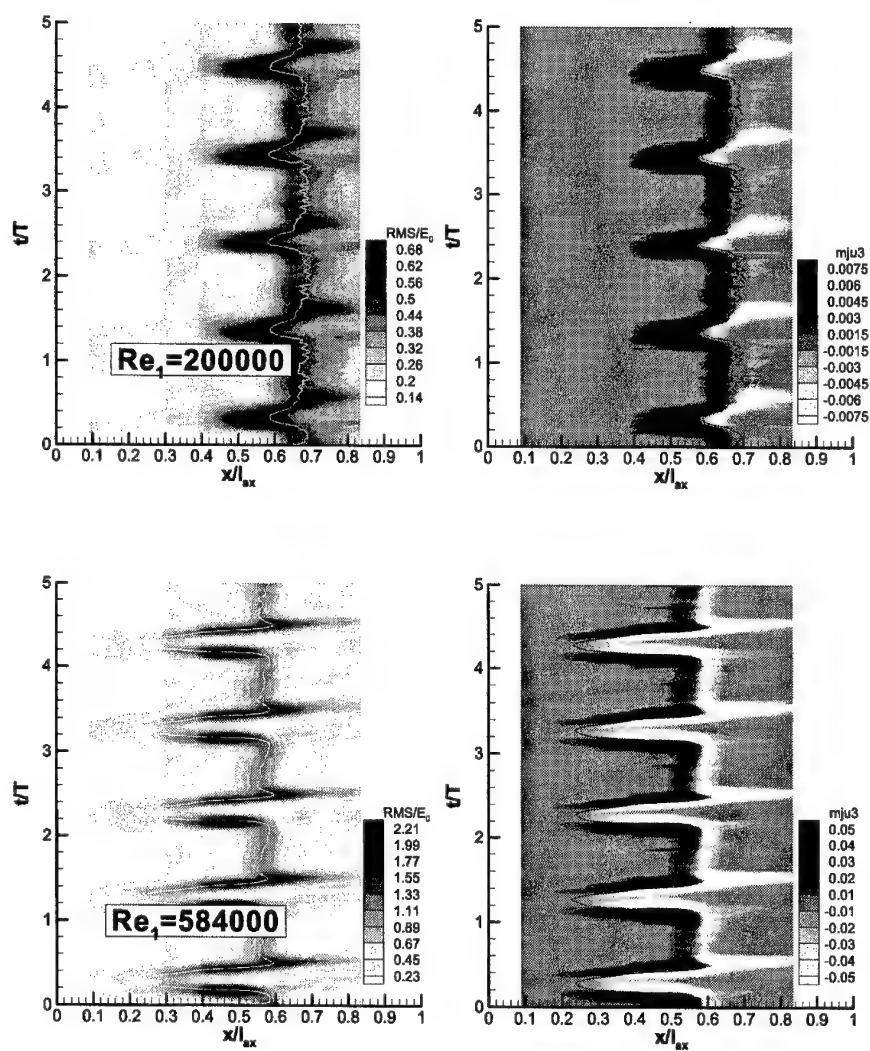


Abb. 5.31: Einfluß der Zuström-Reynoldszahl auf das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V110 bei  $Ma_1=0.60$ ,  $t_{BAR}/t=1.31$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s



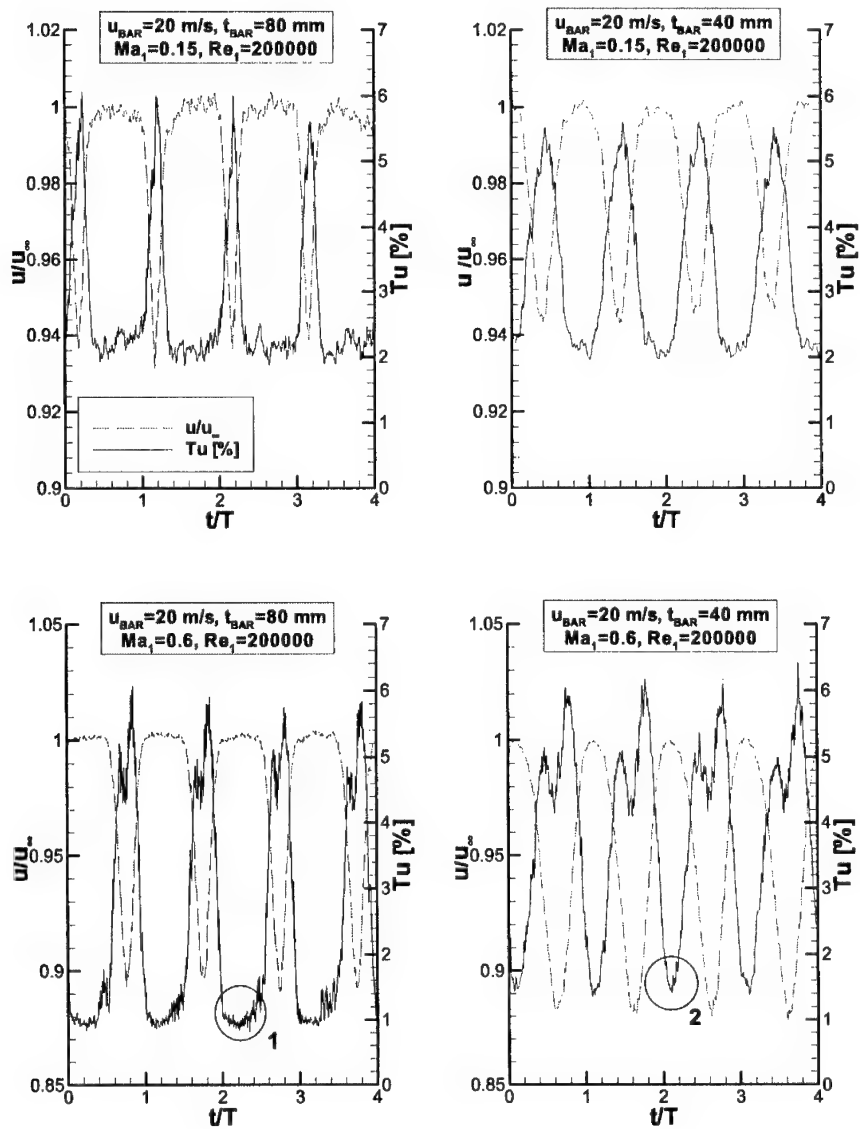


Abb. 5.32: Turbulenzintensität und Geschwindigkeitsdefizit in der Gittereintrittsebene für das Verdichtergitter V110

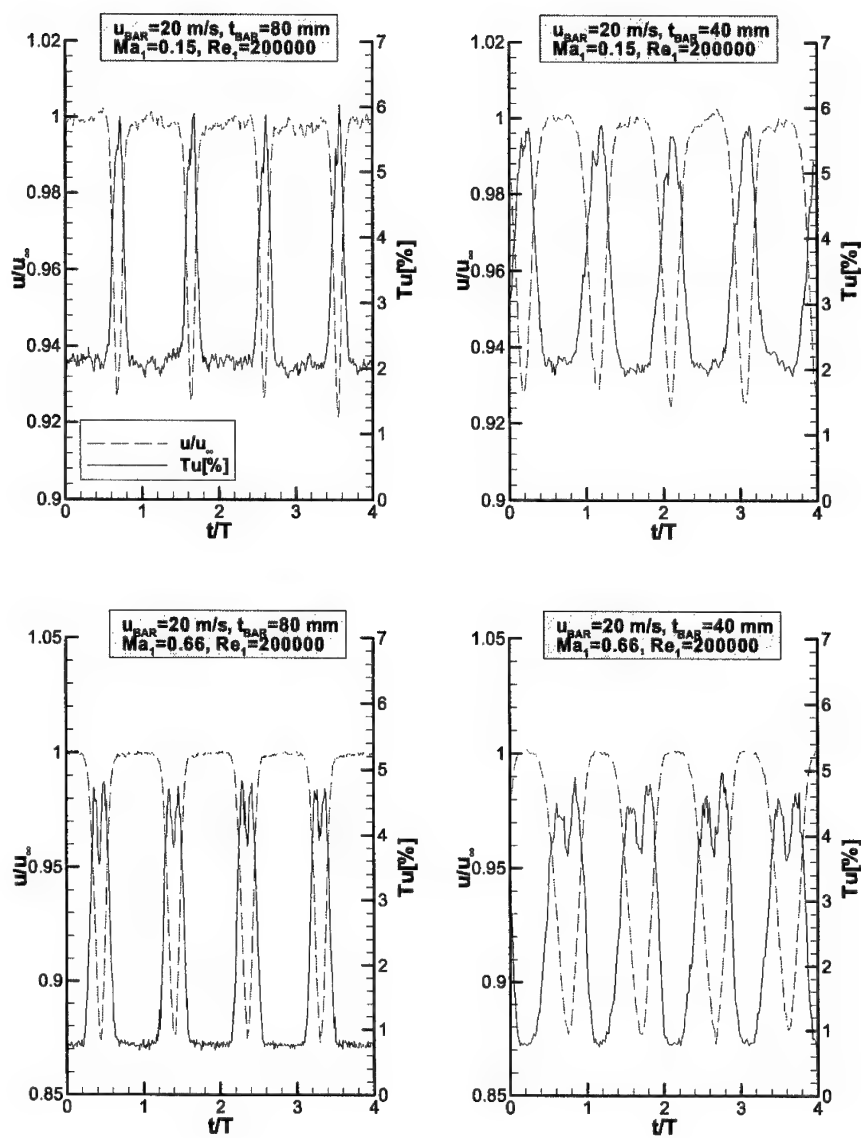
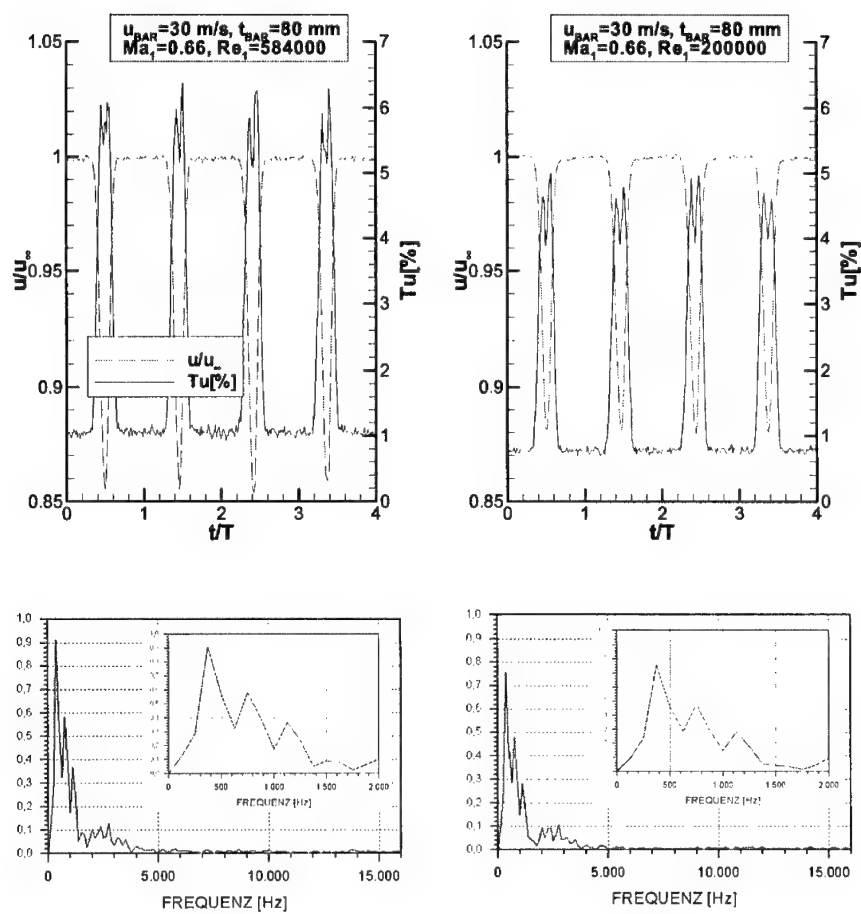
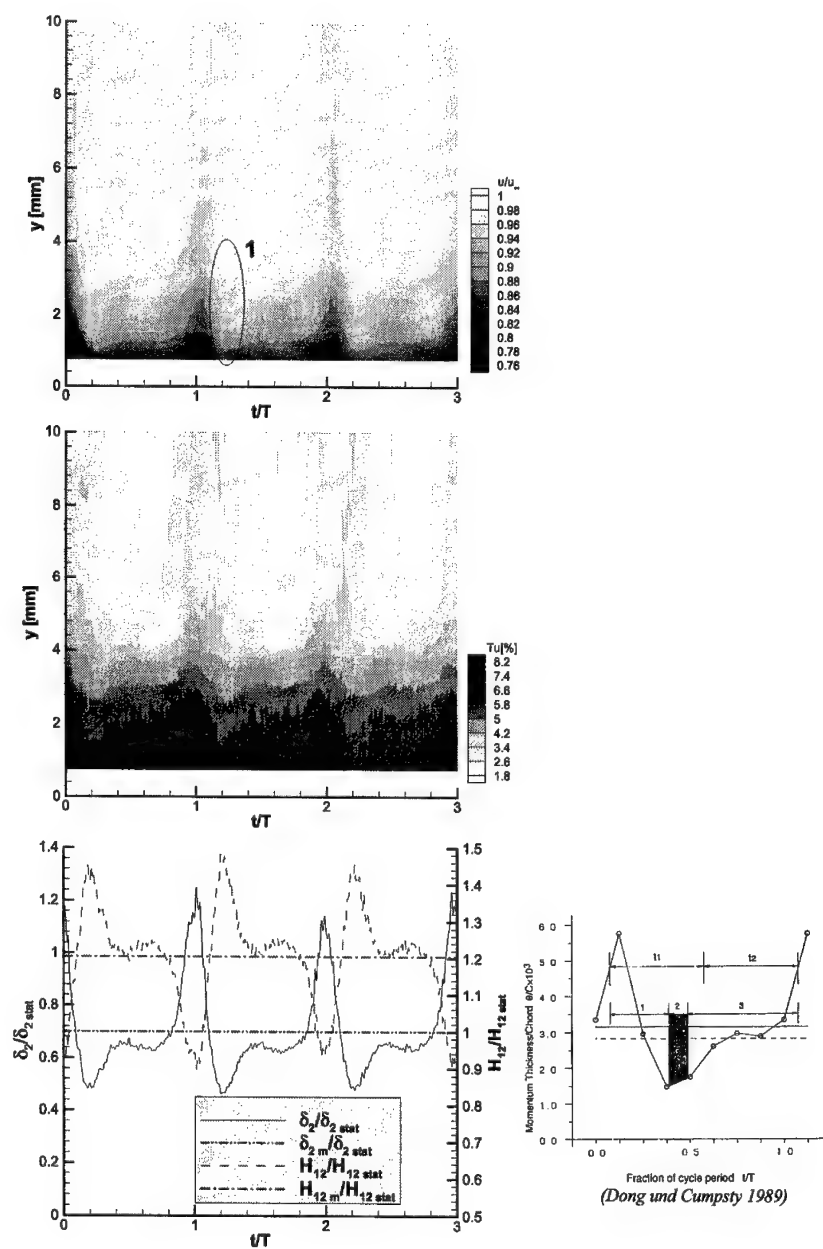


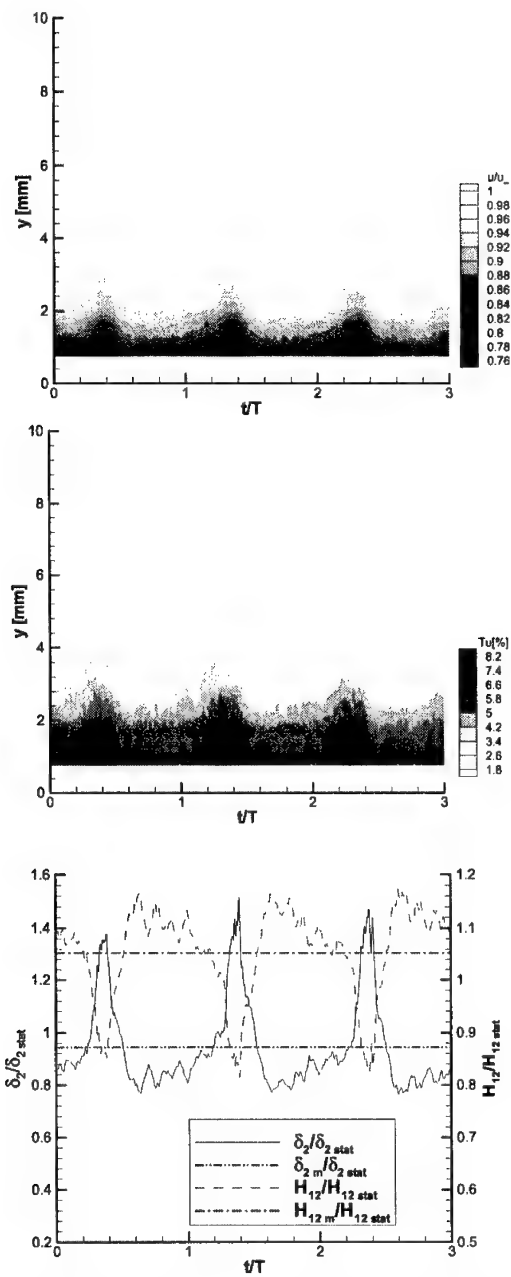
Abb. 5.33: Turbulenzintensität und Geschwindigkeitsdefizit in der Gittereintrittsebene für das Verdichtergitter V111



**Abb. 5.34:** Turbulenzintensität und Geschwindigkeitsdefizit in der Gittereintrittsebene für das Verdichtergitter V111 bei hoher und niedriger Zuström-Reynoldszahl mit entsprechender FFT-Analyse



**Abb. 5.35:** Grenzschichttraversierung im saugseitigen Hinterkantenbereich des Verdichtergitters V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$ ,  $u_{BAR}=10$  m/s



**Abb. 5.36:** Grenzschichttraversierung im saugseitigen Hinterkantenbereich des Verdichtergitters V111 bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$ ,  $u_{BAR}=10$  m/s

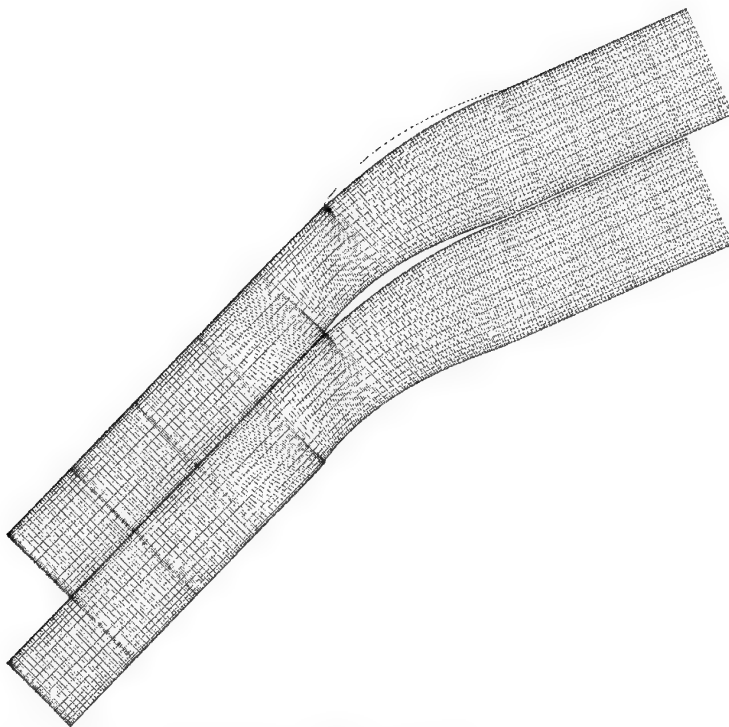


Abb. 6.1: MISES-Rechnetz für das Verdichtergitter V110

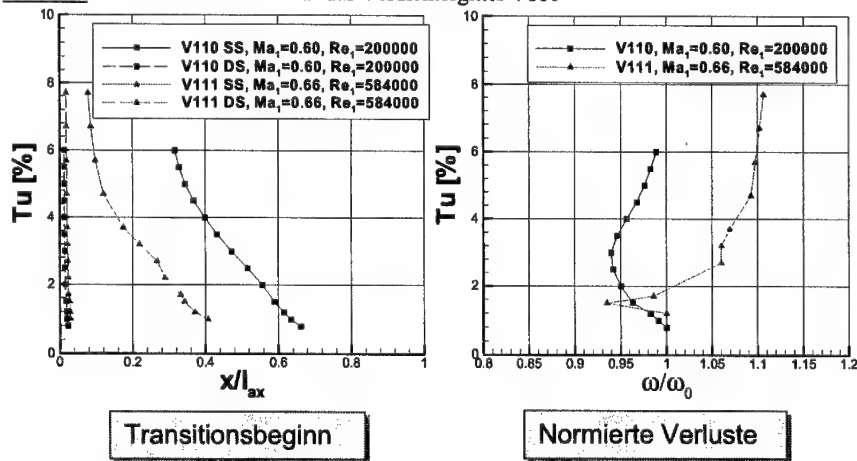


Abb. 6.2: Mit MISES berechnete Verlagerung des saug- und druckseitigen Transitionsbeginns sowie mit den Totaldruckverlusten bei stationärer Zustromung (Grundturbulenzgrad) normierte Totaldruckverluste in Abhängigkeit des Turbulenzgrades

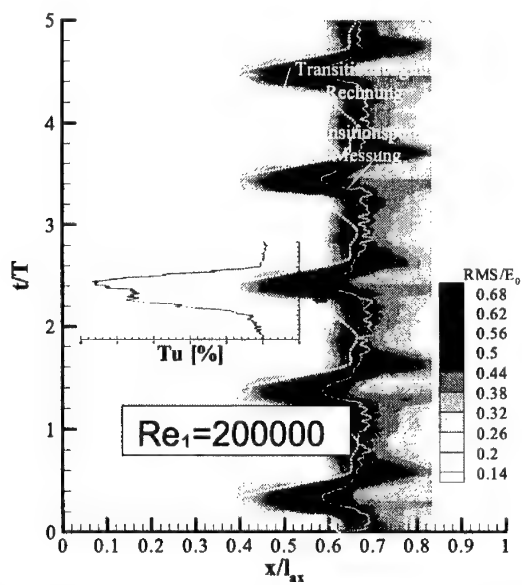


Abb. 6.3: Quasi-stationäre Berechnung des Transitionsbeginns in Abhängigkeit der Zuström-Turbulenzgrad-Verteilung für das Gitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s,  $t_{BAR}/t=1.31$

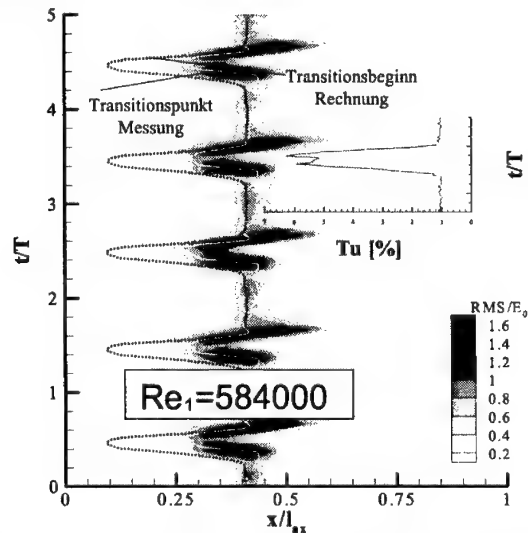


Abb. 6.4: Quasi-stationäre Berechnung des Transitionsbeginns in Abhängigkeit der Zuström-Turbulenzgrad-Verteilung für das Gitter V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$ ,  $u_{BAR}=30$  m/s,  $t_{BAR}/t=1.06$

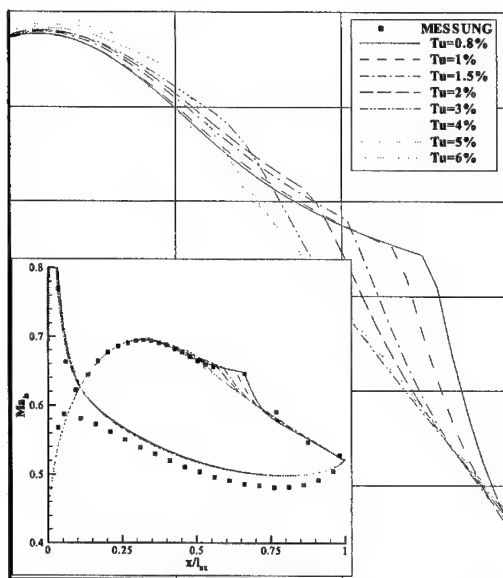


Abb. 6.5: Für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$  berechnete isentrope Machzahl-Verteilungen für verschiedene Zuström-Turbulenzgrade

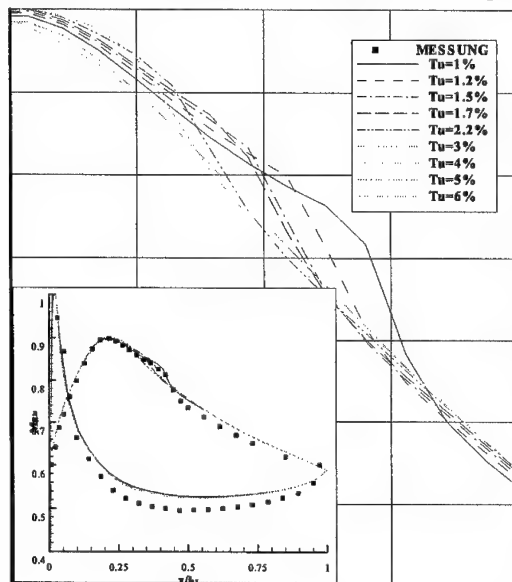
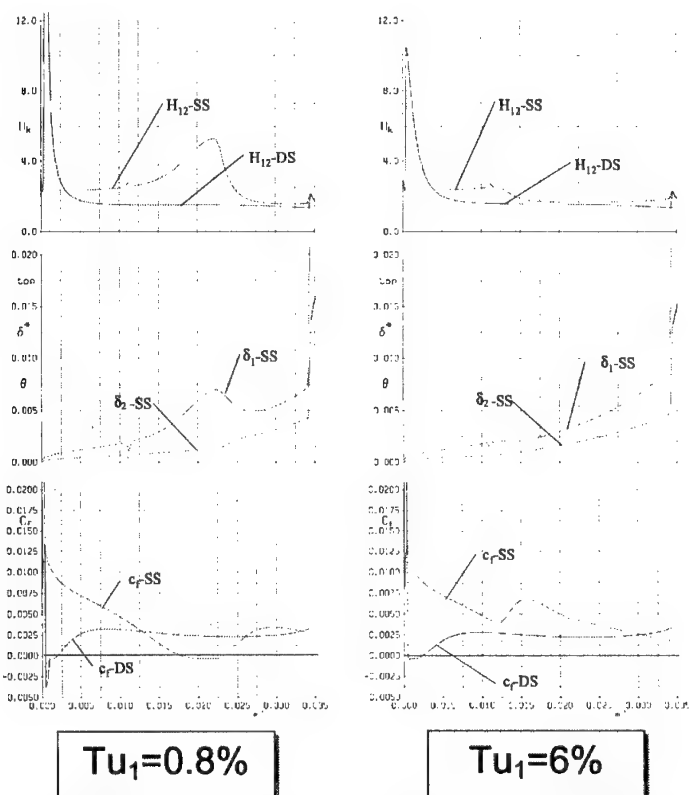
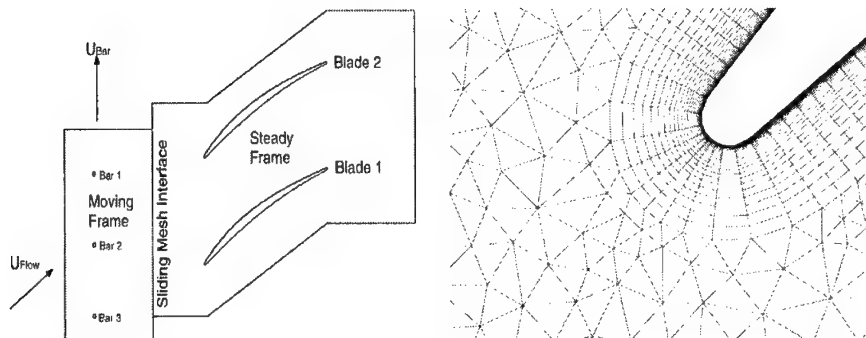


Abb. 6.6: Für das Verdichtergitter V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$  berechnete isentrope Machzahl-Verteilungen für verschiedene Zuström-Turbulenzgrade

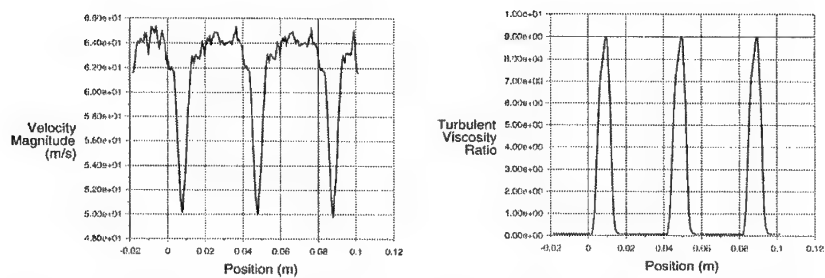




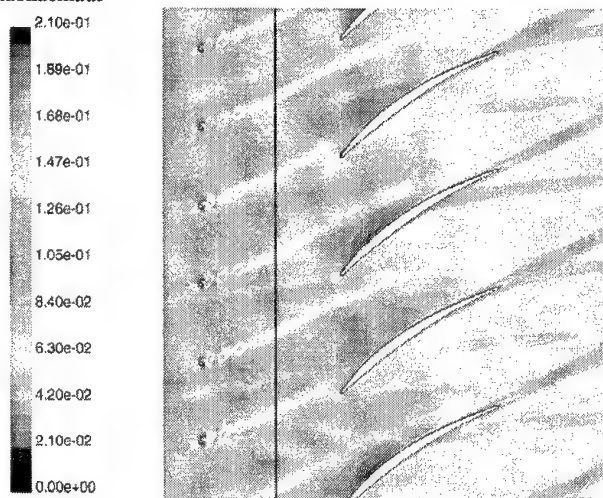
**Abb. 6.7:** Mit MISES für das Verdichtergitter V110 bei  $Ma_1=0.6$ ,  $Re_1=200000$  berechnete integrale Grenzschichtgrößen und  $c_f$ -Werte für  $Tu_1=0.8\%$  (ungestörte Strömung) und  $Tu_1=6\%$  (Dellenzentrum)



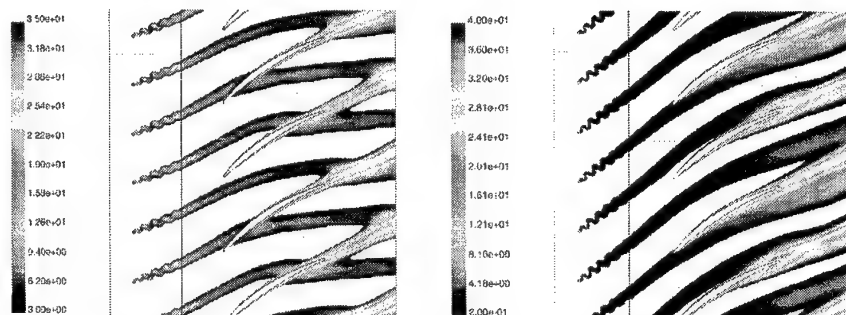
**Abb. 6.8:** FLUENT-Rechennetz für das Gitter V110 bei einer Stabteilung von  $t_{BAR}/t=0.66$



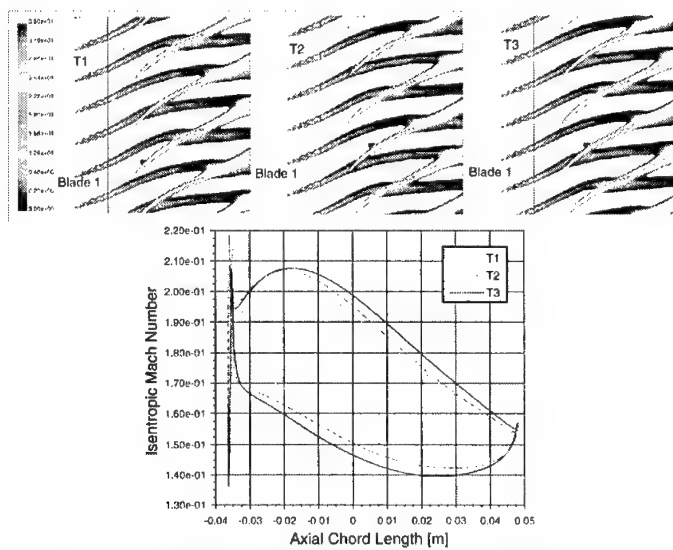
**Abb. 6.9:** Berechnete Geschwindigkeitsverteilung und bezogene turbulente Viskosität im Stabnachlauf



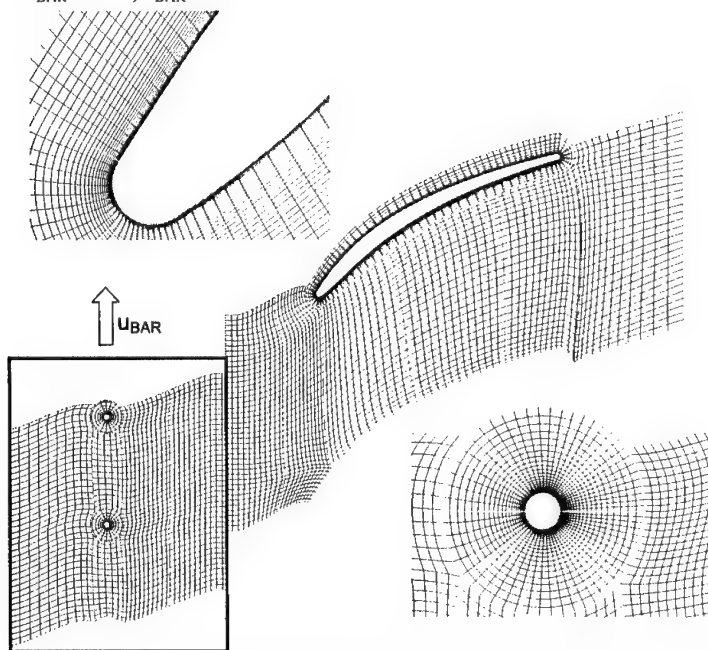
**Abb. 6.10:** Momentaufnahme der isentropen Machzahlverteilung bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.66$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s



**Abb. 6.11:** Momentaufnahme der turbulenten Viskosität bei  $Ma_1=0.15$  (links) und  $Ma_1=0.7$  (rechts) jeweils bei  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.66$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s



**Abb. 6.12:** Turbulente Viskosität und entsprechende isentrope Machzahlverteilung für drei Zeitschnitte während einer Stabdurchgangsperiode bei  $Ma_1=0.15$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.66$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s



**Abb. 6.13:** TRACE\_U-Rechnetz-Topologie für das Verdichtergitter V111 bei  $t_{BAR}/t=0.5$

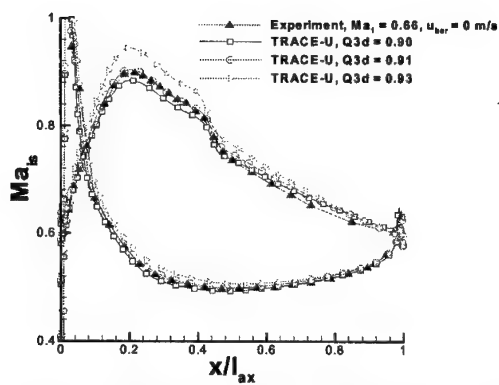


Abb. 6.14: Einfluß der Strömungskontraktion bei der Nachrechnung des richtigen Strömungszustandes für  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=584000$

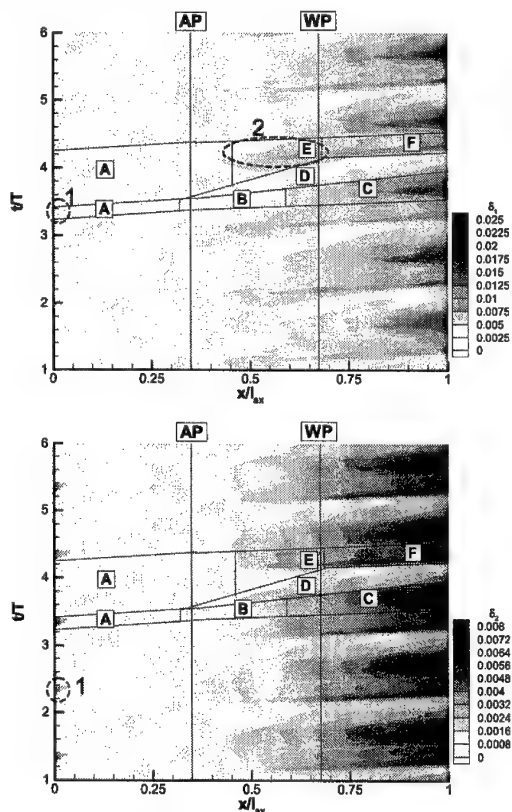
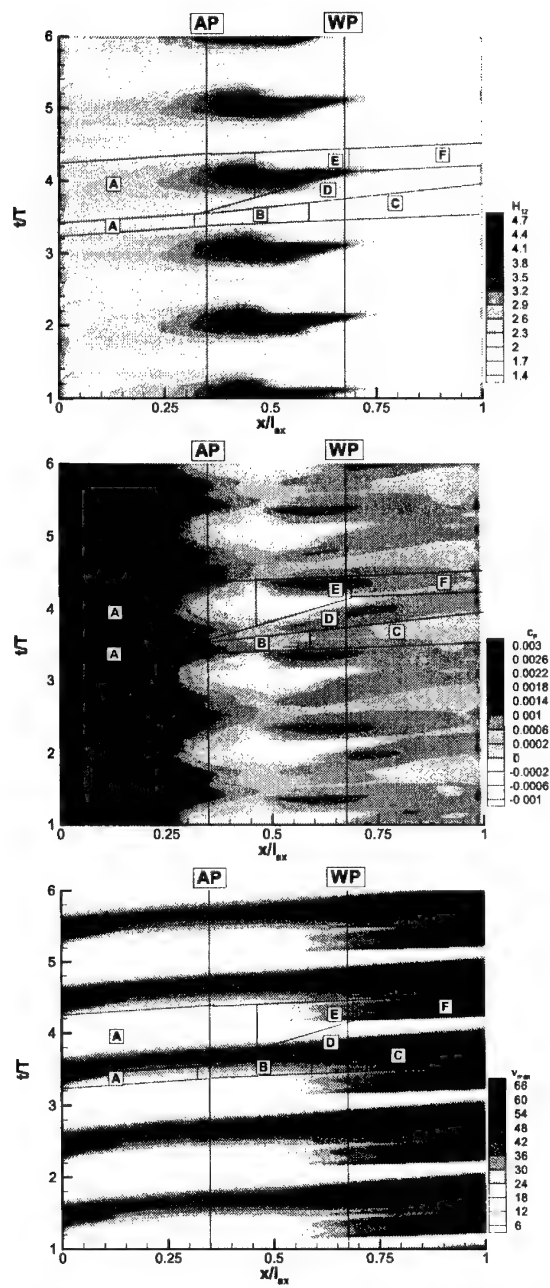
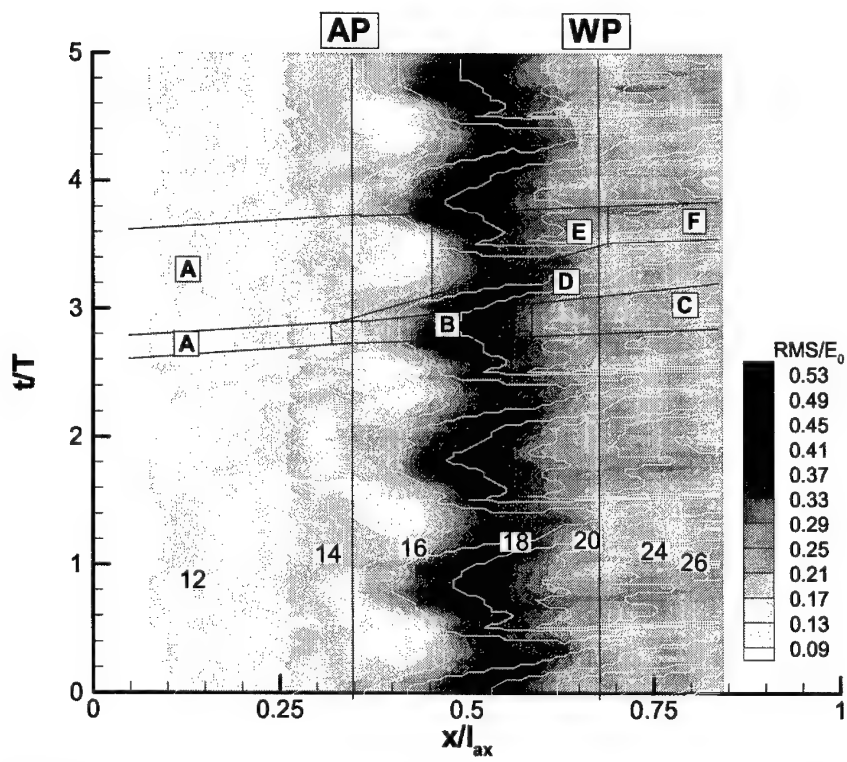


Abb. 6.15: Für das Verdichtergitter V111 bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.5$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s berechnete Verdrängungsdicke  $\delta_1$  (links) und Impulsverlustdicke  $\delta_2$  (rechts)



**Abb. 6.16:** Bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.5$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s berechneter Formfaktor  $H_{12}$ ,  
Reibungsbeiwert  $c_f$  und turbulente Viskosität  $\nu_t$



**Abb. 6.17:** Den gemessenen RMS-Werten überlagerte weiße Isolinien der berechneten turbulenten kinetischen Energie  $\kappa$  bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=0.53$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

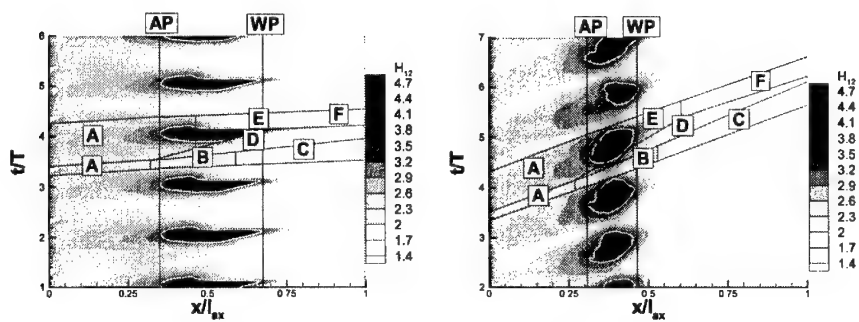


Abb. 6.18: Berechnete Zeit-Weg-Diagramme des Formfaktorverlaufs für  $u_{\text{BAR}}=20$  m/s (links) und  $u_{\text{BAR}}=200$  m/s (rechts) bei  $Ma_i=0.66$ ,  $Re_i=200000$ ,  $t_{\text{BAR}}/t=0.5$

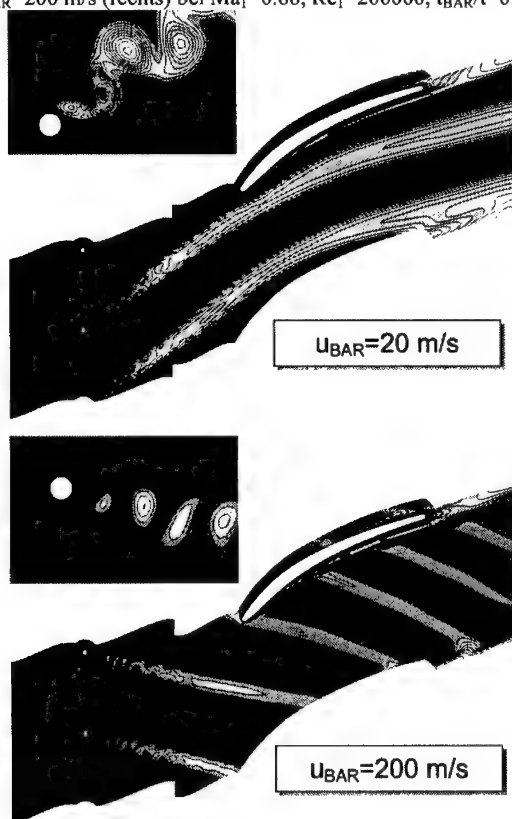


Abb. 6.19: Höhenlinien-Plots der turbulenten Viskosität  $v_t$  für die niedrige ( $u_{\text{BAR}}=20$  m/s) und die hohe Stabumlaufgeschwindigkeit ( $u_{\text{BAR}}=200$  m/s) bei  $Ma_i=0.66$ ,  $Re_i=200000$ ,  $t_{\text{BAR}}/t=0.5$

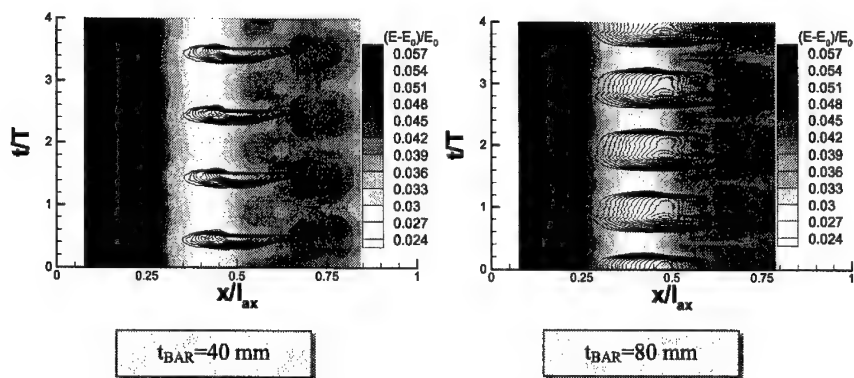


Abb. 6.20: Den gemessenen Quasi-Wandschubspannungsverteilungen überlagerte Position der berechneten laminaren Ablöseblase ( $H_{12} > 3.5$ ) in Abhängigkeit der Stabteilung bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$  und  $u_{BAR}=20$  m/s

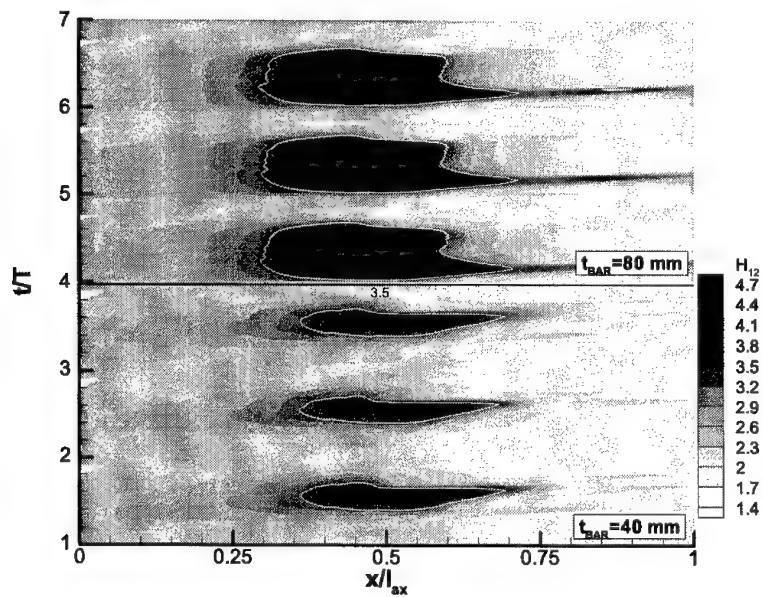
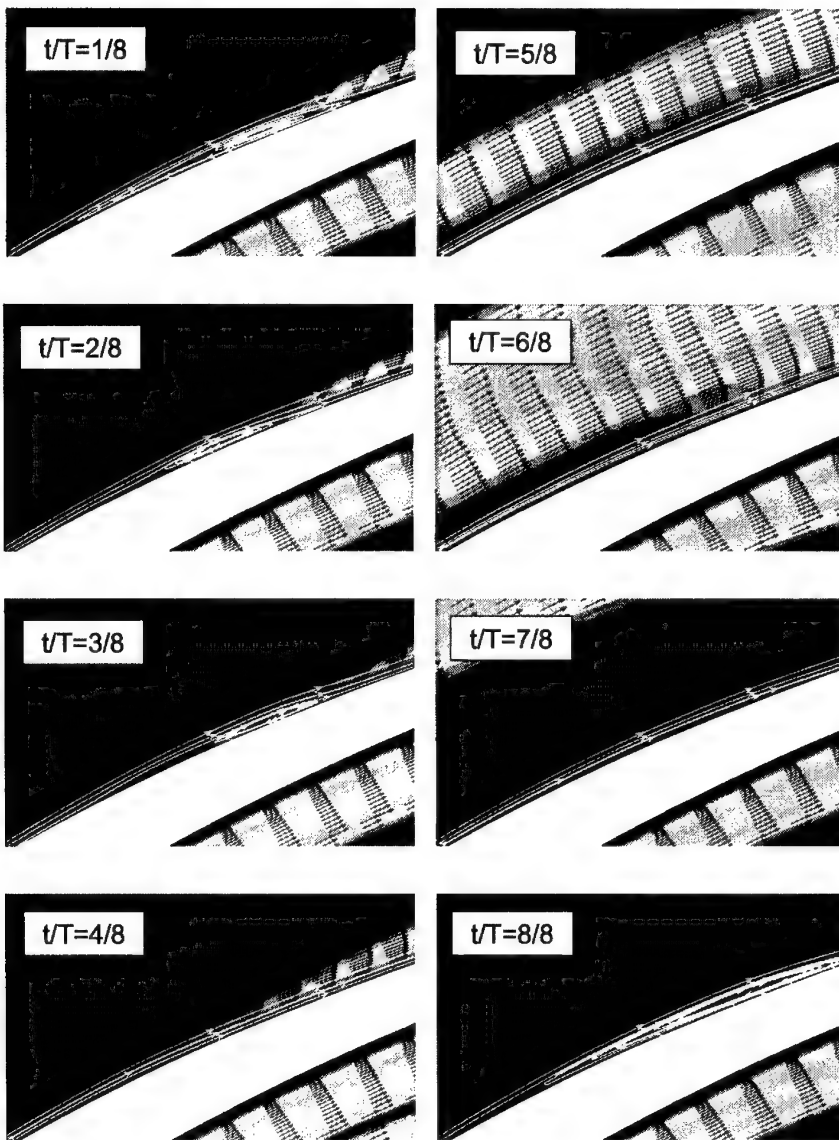


Abb. 6.21: Vergleich der bei  $t_{BAR}/t=1$  und  $t_{BAR}/t=0.5$  berechneten Formfaktoren  $H_{12}$  (bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s)





**Abb. 6.22:** Für acht Zeitschritte berechnete Momentaufnahmen der mit Geschwindigkeitsvektoren und Stromlinien überlagerten Höhenlinien der turbulenten Viskosität bei  $Ma_1=0.66$ ,  $Re_1=200000$ ,  $t_{BAR}/t=1$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

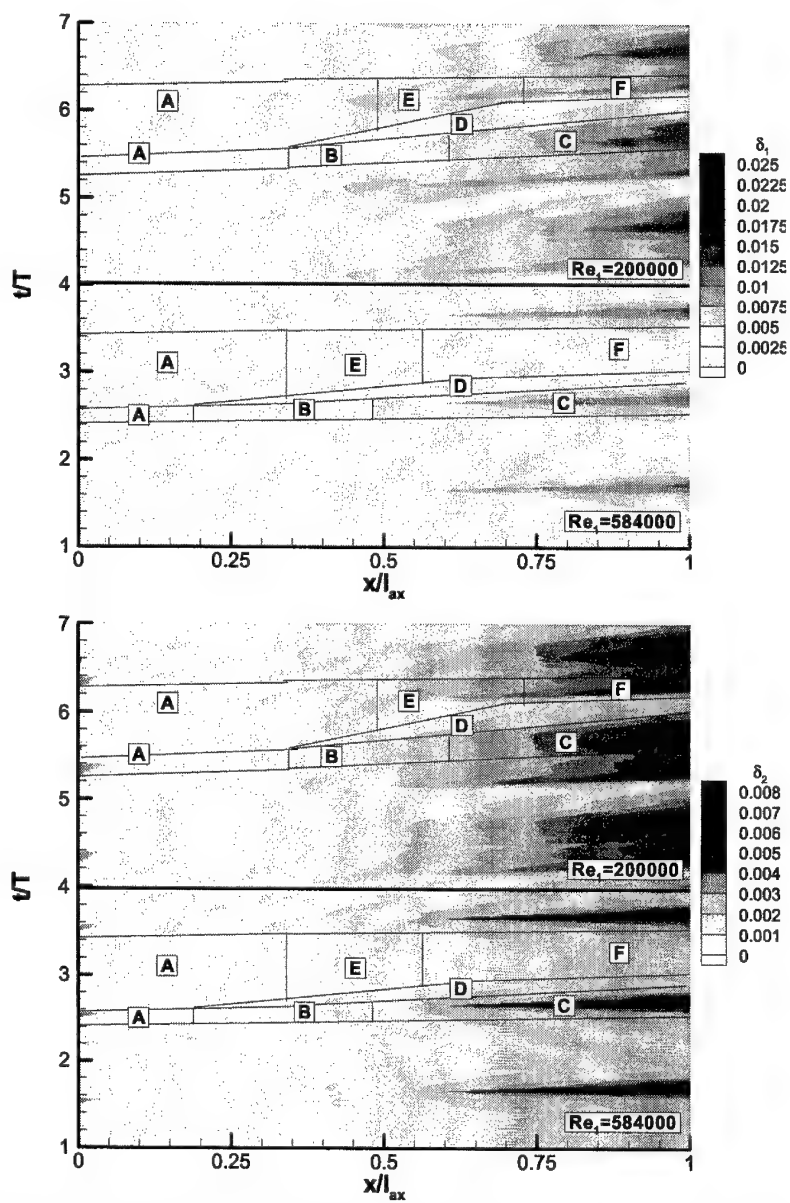


Abb. 6.23: Unterschiedliche Entwicklung der berechneten Verdrängungsdicke  $\delta_1$  und Impulsverlustdicke  $\delta_2$  in Abhängigkeit der Zuström-Reynoldszahl (bei  $Ma_1=0.66$ ,  $t_{BAR}/t=1$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s)

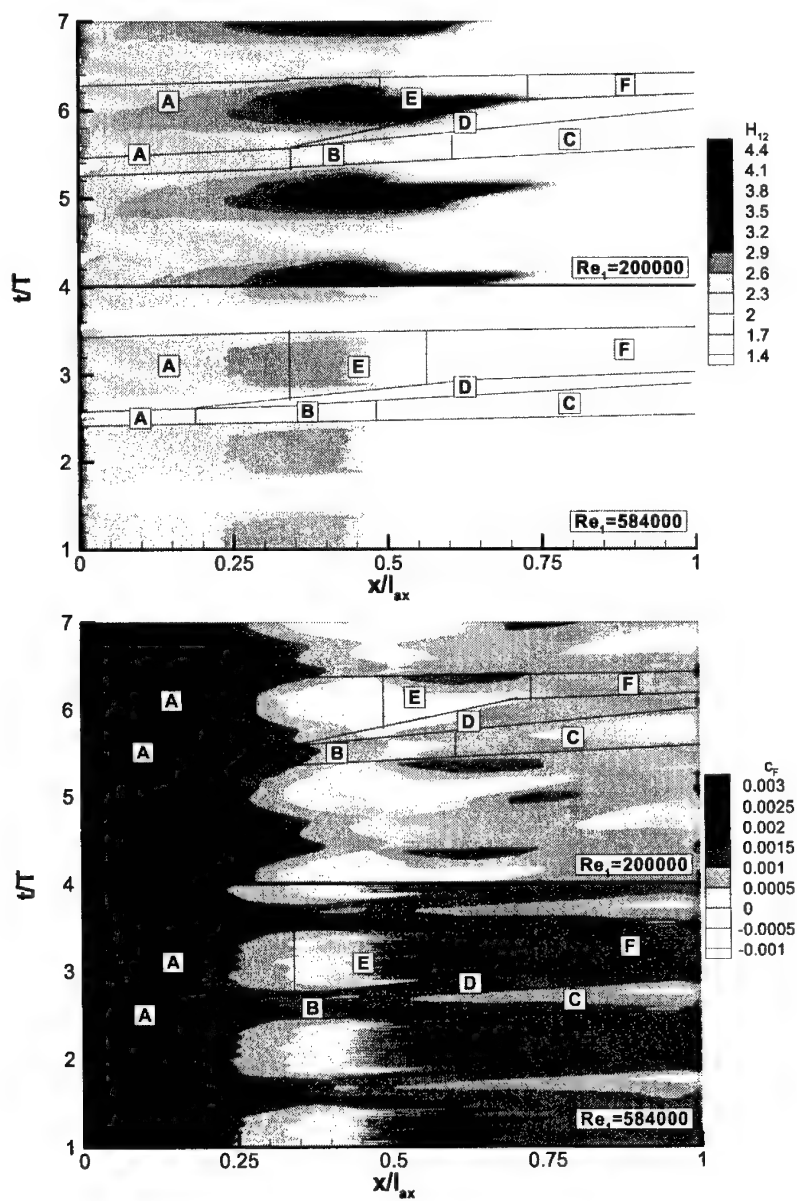


Abb. 6.24: Reynoldszahl-Abhängigkeit der berechneten Größen  $H_{12}$  und  $c_f$  bei  $Ma_1=0.66$ ,  $t_{BAR}/t=1$ ,  $u_{BAR}=20$  m/s

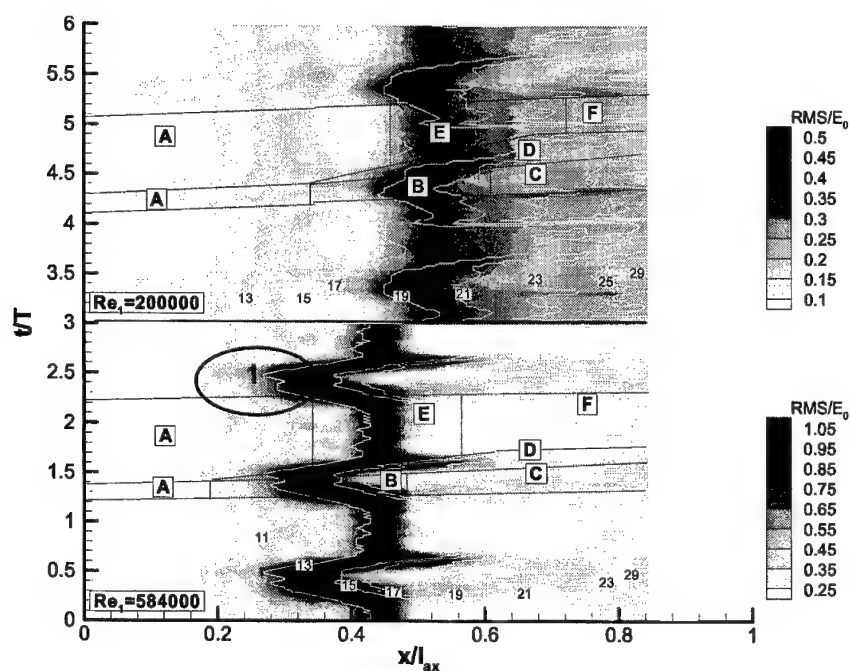


Abb. 6.25: Vergleich der bei beiden Reynoldszahlen berechneten Werte der turbulenten kinetischen Energie  $\kappa$  (weiße Isolinen) mit den RMS-Schwankungswerten aus der Messung

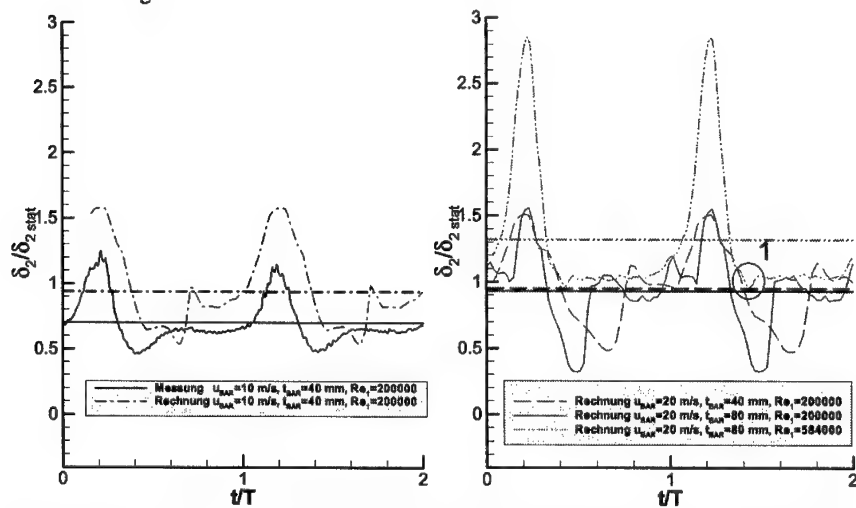


Abb. 6.26: Vergleich des gemessenen und berechneten Zeitverlaufs der bezogenen Impulsverlustricke  $\delta_2/\delta_{2,stat}$

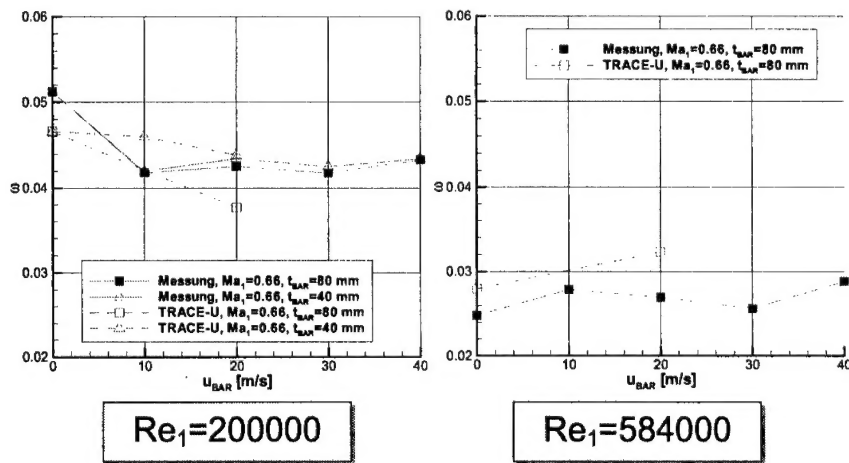


Abb. 6.27: Vergleich der gemessenen und mit TRACE-U berechneten zeitgemittelten Totaldruckverluste für das Verdichtergitter V111

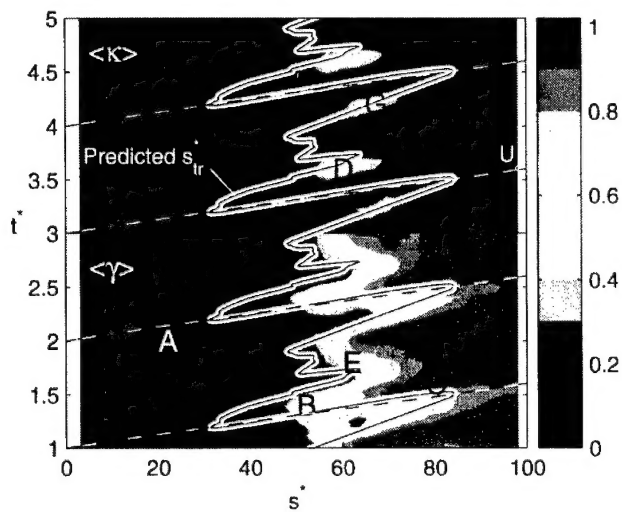
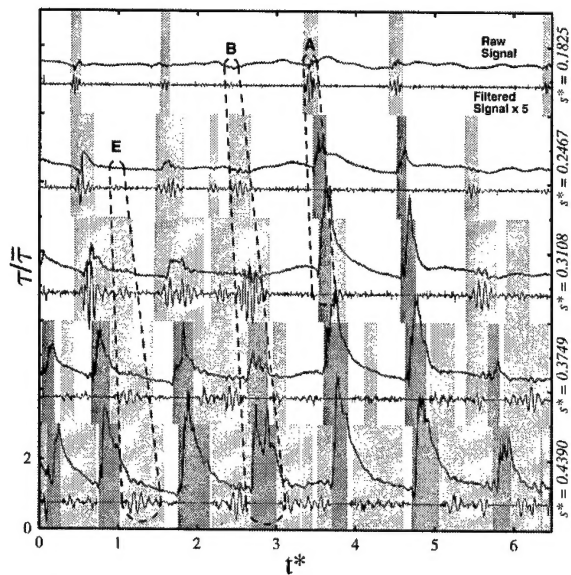


Abb. 7.1: Aus Dünnfilmresultaten ermittelte Intermittenzverteilung (unterer Teil,  $\gamma$ ) und "relaxing flow probability" (oberer Teil,  $\kappa$ ) mit überlagertem berechnetem Transitionsbeginn (Solomon 2000)



**Abb. 7.2:** Nachweis des Grenzschichtumschlags durch Verstärkung der T-S-Wellen sowohl im Falle nachlaufinduzierter als auch im Falle unerzwungener Transition bei Verdichtern (Hughes 2000)



## **LEBENS LAUF**

### **PERSONENDATEN**

Reinhold Teusch  
geboren am 22.05.1968 in Hermannstadt/Rumänien  
verheiratet, zwei Kinder  
Staatsangehörigkeit deutsch

### **SCHULAUSSBILDUNG**

1974-1982      Grundschole Hermannstadt  
1982-1986      „Samuel Bruckenthal“-Lyzeum für Mathematik-Physik,  
Hermannstadt

### **WEHRDIENST**

1986-1987      Wehrdienst im Infanterieregiment Caransebes/Rumänien

### **STUDIUM**

1990-1995      Studium des Maschinenwesens an der TU München,  
Studienrichtung Luft- und Raumfahrttechnik mit Vertiefung  
Strömungsmechanik

### **BERUFSTÄTIGKEIT**

1995-2000      wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe der  
Universität der Bundeswehr München  
seit 11.2000      Patentprüfer beim Europäischen Patentamt, München